PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 19 — 1. Oktober 1935. Redaktionsschluß für Nr. 21 am 14. Oktober 1935. — 36. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

C. Tingwaldt, Herstellung von Leuchtstiften und Öfen aus Nernstmasse. S. 627.

H. Neuert, Reichweitenmessungen der Trümmer einiger leichter Elemente bei Beschießung mit schnellen Protonen. Mit Tafel XVII. S. 629.

E. Kappler, Bemerkung zur Beobachtung der Brownschen Bewegung mit unbewaffnetem Auge. S. 643.

J. Frank, Ein transportables Quadrantelektrometer. S. 647.

B. Groß, Eine neue Anordnung zur Messung von Polarisationsspannungen. S. 648.

P. O. Hofmann, Über einen photographischen Entwicklungseffekt. Mit Tafel XVIII. S. 650.

Nachrichten. S. 650.

ABHANDLUNGEN.

Herstellung von Leuchtstiften und Öfen aus Nernstmasse.

Von C. Tingwaldt.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Die für Spektraluntersuchungen besonders im ultraroten Gebiet unentbehrlichen Nernststifte sind gegenwärtig nur schwer in gutem Zustand im Handel erhältlich. Es ist daher versucht worden, aus den reinen Ausgangsstoffen Zirkonoxyd und Yttriumoxyd dauerhaftere Leuchtkörper selbst herzustellen. Die hierbei benutzten Verfahren und die gewonnenen Ergebnisse seien hier kurz mitgeteilt. Von den versuchten Herstellungsmethoden zeichnet sich die zuletzt beschriebene durch besondere Einfachheit aus. Dieses Verfahren ist auch für den Bau von Öfen geeignet, in welchen man ohne Schutzvorrichtungen in freier Luft Arbeitstemperaturen von über 2000° C erreichen kann.

1. Die ersten Versuche haben sich darauf beschränkt, das im Bureau of Standards[1]) für die Bereitung von Thoroxydtiegeln ausgearbeitete Verfahren auch auf die Herstellung von Röhren aus Nernstmasse auszudehnen. Die Nernstmasse besteht aus 85 Proz. Zirkonoxyd und 15 Proz. Yttererden. Bei den hier beschriebenen Verfahren wird reinstes Zirkonoxyd und reinstes Yttriumoxyd, bezogen von der Auer-Gesellschaft, zur Anfertigung der Leuchtstifte verwendet. Zur Erhöhung der Emission kann außerdem noch eine Spur Zeroxyd hinzugefügt werden. Die fein gepulverten Oxyde werden schwach angefeuchtet in ein- oder mehrteilige Formen aus Graphit eingestampft. Bei der Herstellung eines Rohres bildet die Masse in der Form eine zylindrische Säule, die auf der Drehbank zu einem Rohr ausgebohrt wird. Die Masse wird dann im Hochfrequenzofen in der elektrisch leitenden Form erhitzt und gesintert. Auf diese Art hergestellte Röhren zeigen jedoch nur eine geringe Festigkeit, die offenbar durch die Erhitzung in der reduzierenden Atmosphäre der Graphitform verursacht wird. Immerhin ist es gelungen, größere Rohre mit Elektroden zu versehen und zu zünden, wodurch dann auch eine Verfestigung eintritt. Auch ist es in einigen Fällen möglich gewesen, aus größeren Röhren Stäbe herauszuschneiden, und diese als Nernstbrenner zu benutzen. Doch ist dieses Verfahren recht mühselig und von Zufälligkeiten abhängig.

2. Bei dem zweiten Verfahren werden die sehr feingemahlenen Oxyde durch Zusatz von Zirkon- und Yttriumnitratlösung zu einer dicken Paste angerührt. Mit einer einfachen Messingpresse („Makkaroni"-Presse) werden hieraus Röhren herausgedrückt, die getrocknet und dann im Platinofen langsam bis auf eine Temperatur von 1200° C gebracht werden. Um die Masse leichter aus der Presse drücken zu können und ein Festfressen in dem Metall zu verhindern, wird sie bei Zimmertemperatur getrocknet und dann mit ein wenig Petroleum wieder zu einer Paste angerührt. Die auf diese Art hergestellten Röhrchen besitzen nach der Erhitzung auf 1200° C große Festigkeit, so daß man ohne besondere Vorsicht die Elektroden anbringen kann. Die fertigen Nernststifte haben nach 60stündiger Brenndauer mit Wechselstrom unter normalen Bedingungen keine ausgeprägten Alterungserscheinungen gezeigt.

1) W. H. Swanger u. F. R. Caldwell, B. of St. Journ. of Res. **6**, 1131, 1931.

3. Bei einer weiteren, auch bereits im Bur. of Stand. für die Herstellung von Thoroxydröhrchen ausgearbeiteten Methode wird die Masse um einen hochglanzpolierten Messingstab gelegt und dann auf einem glatten Holzbrett ausgerollt. Das Holz nimmt hierbei einen Teil der Feuchtigkeit auf, so daß die Masse eine gewisse Festigkeit erhält und der Dorn vorsichtig entfernt werden kann. Die Sinterung erfolgt wie bei dem zweiten Verfahren.

4. Ein viertes, besonders bequemes Verfahren geht von bereits fertigen Zirkonoxydröhrchen aus, die von der Gold- und Silber-Scheideanstalt (Degussa) und in besonders reiner Form von der Porzellanmanufaktur bezogen werden können. Die Rohre werden in einer wäßrigen Yttriumnitratlösung ausgekocht, aus der Lösung herausgenommen und dann in der Bunsenflamme vorsichtig erhitzt und ausgeglüht. Hierdurch wird das Nitrat ausgetrieben, und das Yttriumoxyd bleibt in fein verteiltem Zustand im Rohr übrig. Dieses Verfahren wird so oft wiederholt, bis eine genügend große Gewichtszunahme von Yttriumoxyd erreicht ist. Die Erhitzung der Rohre in der Flamme muß sehr langsam erfolgen, da sonst das in der Rohrwandung befindliche Wasser nicht schnell genug durch die Poren verdampfen kann und das Rohr sprengt. Im übrigen bewirkt das Ausglühen und die Anlagerung von Yttriumoxyd eine Steigerung der Festigkeit und Härte des Rohres, so daß eine Bearbeitung der Rohrwand, z. B. eine Durchbohrung, bequemer an dem noch nicht vorbehandelten Zirkonoxydrohr ausgeführt wird.

Als Elektroden werden, wie üblich, dünne ineinandergezwirbelte Platindrähte genommen, die mehrmals um die Rohrenden gewickelt werden. Bei stärkerer Strombelastung wird an Stelle von Platindraht Platin- oder Platin-Rhodiumband gewählt. Die Rohrenden und das Metall werden mit etwas Zirkonnitratlösung angefeuchtet und dann mit pastenförmig angerührter Nernstmasse bestrichen. Schließlich werden die Enden langsam getrocknet und in der Flamme ausgeglüht. Die richtig festgelegten Elektroden sollen von der wulstförmig auf die Rohrenden aufgetragenen Masse vollkommen bedeckt sein. Es ist darauf zu achten, daß die Enden der Elektroden, an welche die Spannung gelegt wird, aus der wulstförmigen Verdickung nach der von dem eigentlichen Glühkörper abgewandten Seite herauskommen, da sie sonst leicht durchbrennen.

Zur Erzielung einer genügend großen Stromleitung ist es nicht notwendig, die Zusammensetzung von 85 Proz. Zirkonoxyd und 15 Proz. Yttriumoxyd einzuhalten. Nach dem zuletzt erwähnten Verfahren sind Leuchtstifte und größere als Öfen dienende Glühkörper hergestellt, die durch die Anlagerung von Yttriumoxyd Gewichtszunahmen von $2^1/_2$—8 Proz. erhalten haben. Um einen Anhalt über die Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes von dem Yttriumoxydgehalt zu erlangen, wurden die Wechselstromwiderstände dreier Nernstbrenner von möglichst gleichen Abmessungen bestimmt, die Yttriumoxyd im Mengenverhältnis von 2,7 Proz. 4,3 Proz. und 7,3 Proz. enthielten. Die Glührohren hatten einen äußeren Durchmesser von 1,95 mm und eine Wandstärke von 0,42 mm. Der Abstand der Elektroden betrug 11 mm. Zunächst wurden die Glührohren 10 Minuten bei der gleichen Temperatur von 1860° C gebrannt. Darauf wurden die Widerstände für einige niedrigere Temperaturen aus Stromspannungsmessungen ermittelt. Um die Temperaturmessung ausführen zu können, wurde in der Mitte eines jeden Glühkörpers eine Öffnung von 0,5 mm Durchmesser gebohrt. Mit einem optischen Glühfadenpyrometer wurde diese Öffnung anvisiert. Die Temperatur ergab sich aus der Intensität der hier als schwarz vorausgesetzten Strahlung. Widerstandswerte für zwei Temperaturen sind in der Tabelle enthalten.

Tabelle.

Widerstand dreier Leuchtstifte aus Nernstmasse mit verschiedenem Yttriumoxydgehalt.

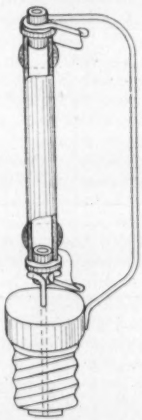
Temperatur ° C	Widerstand (Ohm)		
	2,7 Proz. Y_2O_3	4,3 Proz. Y_2O_3	7,3 Proz. Y_2O_3
1600	230	122	140
1770	136	82	97

Es sei betont, daß sich die Widerstände nicht auf ein Rohr überall gleicher Zusammensetzung und gleicher Temperatur beziehen. In unmittelbarer Nähe der Elektroden ändert sich die Zusammensetzung. Auch herrscht hier ein starkes Temperaturgefälle. Die in der Tabelle angegebenen Temperaturen sind Höchsttemperaturen. Da die Elektroden bei allen drei Leuchtstiften in gleicher Weise angebracht sind und die Widerstände der Glühkörper bei gleichen Dimensionen beträchtlich voneinander abweichen, ist es berechtigt, die Unterschiede im elektrischen Widerstand auf die Unterschiede im Yttriumoxydgehalt zurückzuführen. Die aus den Tabellenwerten und den Abmessungen der Rohre errechneten spezifischen Widerstände sind größer als die von Weißenberger[1]) für Nernststifte der AEG. bestimmten spezifischen Widerstände. Für ein

1) A. Weißenberger, Ann. d. Phys. 49. 481. 1916.

Rohr mit 4,3 Proz. Y_2O_3 beträgt der Unterschied etwa ein Drittel der hier erhaltenen Werte.

Kleinere als Nernstbrenner zu benutzende Röhren kann man an den Elektroden selbst befestigen. Rohrstücke mit größerem Durchmesser, die als Versuchsöfen Verwendung finden sollen, erfordern eine von den Zuführungsdrähten unabhängige Halterung. Kurlbaum und Schulze[1]) haben bereits einen schwarzen Körper beschrieben, der aus einem Nernstrohr von 14 mm innerem Durchmesser gebildet wurde. Für ein freistrahlendes Rohr von 11 mm Außen- und



Freistrahlendes Nernstrohr von 11 mm Außendurchmesser auf einem Lampensockel.

7 mm Innendurchmesser ist eine einfache Anordnung angefertigt, die aus der Figur ersichtlich ist. Hier sind die Rohrenden in Rohrstutzen aus Marquardtmasse eingepaßt, die ihrerseits von Nickelstangen getragen werden. In einem solchen Rohr von 70 mm Länge lassen sich Temperaturen bis 2000° C unter Anwendung einer Wechselspannung von 220 Volt ohne Schwierigkeit erreichen. Soll ein solches Rohr als Ofen benutzt werden, so wird man die glühende Fläche zur Verminderung der Strahlungsverluste mit Schutzrohren umgeben. Will man noch höhere Temperaturen erzielen, so ist besondere Sorgfalt auf die Herstellung der Elektroden zu legen, da diese wegen des niedrigen Platinschmelzpunktes (1773° C) nicht zu heiß werden dürfen. Das Glührohr selbst hält Temperaturen von über 2300° C auch längere Zeiten aus. Das ist an einem Rohr von kleinerem Durchmesser nachgewiesen, wo nach Erhitzung auf 2330° C nicht die bei den handelsüblichen Nernststiften leicht auftretenden Alterungserscheinungen – Bildung größerer Kristalle an der Oberfläche – beobachtet sind.

Die erste Zündung erfordert stets eine stärkere Erhitzung als die späteren Zündungen. Die dünneren Stifte können auch beim erstenmal leicht in der Flamme gezündet werden. Stärkere Rohre sind zuerst im Platinwiderstandsofen auf etwa 1200° C erhitzt worden, ehe die Zündung vorgenommen wurde. Für die nachfolgenden Zündungen genügt die Erhitzung durch die Flamme. Hierbei sei erwähnt, daß, bevor ein nach den hier beschriebenen Verfahren hergestellter Nernstkörper gebrannt hat, sein Widerstand nicht lediglich eine Funktion der Temperatur ist. Wird ein solcher Körper, an dessen Enden eine elektrische Spannung aufrechterhalten wird, im Ofen auf eine konstante Zündtemperatur gebracht, so nimmt sein Widerstand allmählich ab, bis der Stromdurchgang so beträchtlich geworden ist, daß die dabei auftretende Stromwärme für das Weiterglühen ausreicht. Durch diesen Vorgang wird das Oxydgemisch erst zu dem eigentlichen Nernstkörper formiert. An größeren im elektrischen Ofen auf 1200° C erhitzten Rohren sind Zeiten bis zu $^1/_2$ Stunde beobachtet worden, ehe die eigentliche Zündung erfolgt ist. Diese Erscheinung tritt an bereits formierten Glühkörpern bekanntlich nicht auf.

(Eingegangen 26. August 1935.)

1) F. Kurlbaum u. G. Schulze, Verh. d. Phys. Ges. 5, 428, 1903.

Reichweitenmessungen der Trümmer einiger leichter Elemente bei Beschießung mit schnellen Protonen.

Von Hugo Neuert.

A. Einleitung.

Aus den Rutherfordschen Versuchen über die Ablenkung von α-Teilchen war bekannt, daß die Atomkerne durch ein starkes Coulombsches Feld abgeschirmt sind. Nach den Vorstellungen der klassischen Elektrodynamik konnten nur Teilchen mit großen kinetischen Energien durch dieses Feld in das Innere des Kerns eindringen, für das man aus Stabilitätsgründen eine „Potentialmulde" annehmen mußte. Solche energiereiche Teilchen standen vorerst nur in den α-Teilchen radioaktiver Substanzen zur Verfügung. Gamow[1]) und später Condon und Gurney[2]) konnten aber durch wellenmechanische Betrachtungen zeigen, daß bei der Annäherung von

1) G. Gamow, Zeitschr. f. Phys. **51**, 204, 1928.
2) R. W. Gurney u. E. U. Condon, Phys. Rev. **33**, 127, 1929.

geladenen Teilchen auf Kerndimensionen Abweichungen von der klassischen Theorie auftreten, die ein Eindringen in den Kern schon bei verhältnismäßig kleinen kinetischen Energien möglich machen. In der Kanalstrahltechnik waren schon früher Methoden ausgearbeitet worden, die es gestatteten, Protonen eine Energie von einigen 100000 e-Volt zu erteilen. Aus den obigen wellenmechanischen Betrachtungen konnte schon für solche Protonen bei Elementumwandlungsversuchen ein positiver Erfolg erwartet werden.

Die ersten Versuche dieser Art wurden von Cockcroft und Walton[1]) im Jahre 1932 durchgeführt. Sie zeigten, daß bei Beschießung von Lithium und Bor mit Protonen von etwa 200000 e-Volt zahlreiche α-Teilchen weggeschleudert werden. In einigen Fällen konnten auch bereits wichtige Schlüsse auf den Zerfallsvorgang gezogen werden. Zu quantitativen Schlüssen ist es aber notwendig, die bei einem Zerfallsvorgang auftretende Energie möglichst genau zu kennen. Die Energie der weggeschleuderten Trümmerteilchen kann mit Hilfe der Geiger-Nuttallschen Beziehung $R = a \cdot m \cdot v^3$ aus der gemessenen Reichweite in Materie, meist in Luft, ermittelt werden. Es ist das Ziel der hier vorliegenden Arbeit, sowohl die Reichweite der emittierten Trümmer mit möglichst großer Genauigkeit zu messen, als auch die Häufigkeit der Teilchen in Abhängigkeit von der Reichweite zu bestimmen. Hierzu wurde die Wilsonsche Nebelkammermethode verwendet, die sich beim Studium des Mechanismus der Umwandlungsvorgänge schon auf das beste bewährt hat[2]).

B. Versuchsanordnung.

1. Die Erzeugung des Protonenstrahls.

Zur Durchführung der Versuche wurde im wesentlichen die von F. Kirchner schon zu früheren Untersuchungen[3]) benutzte Anordnung verwendet; später zwangen äußere Umstände zu mehreren technischen Änderungen. Die Erzeugung schneller Protonen erfolgte nach der W. Wienschen Nachbeschleunigungsmethode[4]), die infolge der Verwendungsmöglichkeit hoher Protonenströme hier besonders geeignet ist. Der Protonenkanalstrahl wurde in einem gewöhnlichen Entladungsrohr aus Glas von etwa 40 cm Länge und 3,5 cm Durchmesser erzeugt. Der Wasserstoffgasdruck in der Entladungsröhre wurde dadurch konstant gehalten, daß diese durch eine etwa 60 cm lange Kapillare mit einer eine größere Wasserstoffmenge enthaltenden Vorratsflasche verbunden war (W. Wiensches Durchströmungsverfahren). Die Entladungsspannung lieferte ein mit Akkumulatoren gespeister Induktor, der mit einem rotierenden Quecksilberunterbrecher betrieben wurde; zu den späteren Versuchen wurde ein Induktor mit Deprez-Unterbrecher verwendet. Zur Erzielung von möglichst großen Stromstößen wurde nach einem Vorschlag von F. Kirchner[1]) eine Kondensatorentladung benutzt. Über ein Glühventil wurde eine Kapazität von 0,02 MF auf 40–60 kV aufgeladen; dieser Kondensator wurde im Augenblick der Expansion der Nebelkammer durch die Kanalstrahlröhre hindurch entladen. Ein dem Schließungskontakt parallel gelegter hochohmiger Widerstand leitete schon während des Aufladens der Kondensatoren eine geringe Entladung ein; das hatte sich als zweckmäßig erwiesen, um einen Spannungsdurchbruch in der Röhre zu vermeiden. Diese momentan auftretenden Stromstärken sind viel größer, als man sie bei Dauerbetrieb mit einem Transformator erhalten kann. Neben der dadurch erzielten größeren Ausbeute an Trümmern wirkt sich bei dieser Methode weiterhin vorteilhaft aus, daß alle Zertrümmerungsvorgänge sich in einem kurzen, durch die Dauer des Entladungsstoßes bedingten Zeitraum abspielen, während bei Dauerentladung ständig, also auch kurz vor der Expansion der Nebelkammer, Teilchen durch die Kammer fliegen und eine störende Ionisation verursachen. Weiterhin erübrigt sich mit dieser Anordnung die Verwendung einer Kühlvorrichtung an der Anode der Entladungsröhre.

Der so erzeugte Kanalstrahl trat durch einen 6 cm langen und 0,3 cm weiten Kanal in den Hochvakuumraum aus. Als Nachbeschleunigungsraum diente ein dickwandiger Glaszylinder von 20 cm Durchmesser und 70 cm Höhe. Aus Intensitätsgründen wurde die Kanalstrahlröhre nach einem Vorschlag von Oliphant und Rutherford[2]) ganz in die Nachbeschleunigungsröhre hineinversenkt (vgl. Fig. 1). Als Elektroden für die Nachbeschleunigungsspannung standen sich zwei 3,5 cm weite Messingrohre in einem Abstand von etwa 8 cm gegenüber. Es erwies sich als zweckmäßig, um Spannungsdurchbrüche im Nachbeschleunigungsraum zu vermeiden, die Elektrodenrohre am Ende wulstförmig

1) I. D. Cockcroft u. E. T. S. Walton, Proc. Roy. Soc. Lond. **137**, 229, 1932.
2) F. Kirchner, Physik. Zeitschr. **34**, 777, 1933; P. I. Dee u. E. T. S. Walton, Proc. Roy. Soc. Lond. **141**, 733, 1934.
3) F. Kirchner, Naturw. **21**, 473, 1933 und Physik. Zeitschr. **34**, 777, 1933.
4) W. Wien, Ann. d. Phys. **8**, 260, 1902 und **77**, 313, 1925.

1) Fußnote 3, linke Spalte.
2) M. L. E. Oliphant u. Lord Rutherford, Proc. Roy. Soc. Lond. **141**, 259, 1933.

umzubiegen (s. Fig. 1). Für die Erhaltung des notwendigen Hochvakuums in der Nachbeschleunigungsröhre sorgte eine vierstufige Quecksilberdiffusionspumpe, deren effektive Sauggeschwindigkeit jedoch wegen einer zwischen Pumpe und Hochvakuum notwendigen Kühlfalle wesentlich kleiner war als die des später verwendeten dreistufigen Öldiffusionspumpenaggregates. Infolge des außerordentlich niedrigen Dampfdruckes der zur Füllung solcher Öldiffusionspumpen verwendeten Öle (etwa 10^{-6} mm *Hg*) können diese unmittelbar an den Hochvakuumraum angeschlossen werden; etwas unbequem ist allerdings das für solche Öldiffusionspumpen notwendige

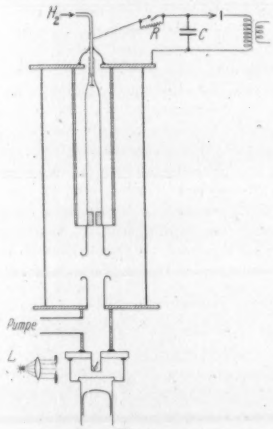


Fig. 1.

hohe Vorvakuum (etwa 0,4 mm *Hg*). Die Sauggeschwindigkeit der Ölpumpen erlaubt es, die hohe Nachbeschleunigungsspannung nach verhältnismäßig kurzem Entgasen an die Röhre zu legen. Da es bequem ist, wenn die Nebelkammer und der Beobachter sich während des Betriebes der Anlage auf Erdpotential befinden, wurde die Nachbeschleunigungsspannung einem einseitig erdbaren Hochspannungstransformator T mit einer Scheitelspannung von 110 kV entnommen. Nach einer von Schenkel angegebenen und auch von Cockcroft und Walton benutzten Schaltung konnte diese Spitzenspannung verdoppelt werden. In Fig. 2 sind C_1 und C_2 zwei gleiche Hochspannungskondensatoren von 0,01 MF; V_1 und V_2 sind die gleichrichtenden Glühventile. Als solche wurden zwei durch eine mehrfach durchbohrte Messingplatte getrennte, starkwandige Glaszylinder von 20 cm Durchmesser und 70 cm Höhe verwendet, auf deren Enden Messingplatten aufgekittet waren. Diese Ventile wurden während des Betriebes der Anlage von einer zweistufigen Quecksilberdiffusionspumpe, später von einer Öldiffusionspumpe, ständig auf dem nötigen Hochvakuum gehalten. Als Elektroden dienten Messingrohre, deren Enden wieder wulstförmig ausgebildet waren. Je eine Elektrode trug einen Wolframglühdraht mit einseitig isolierter Zuführung für die Heizspannung. Die Heizung dieser Glühdrähte erfolgte durch isoliert aufgestellte Akkumulatoren. Der Glühfaden war so gewählt, daß eine Heizspannung von 4–6 V ausreichte. Diese Art von Ventilen bewährte sich während der ganzen Versuchsreihe wesentlich besser als früher gelegentlich verwendete technische Glühventile mit Hochspannungsheiztransformator.

Die verhältnismäßig großen Kondensatoren C_1 und C_2 garantierten eine ausreichende Glättung der Spannungskurve. Zur Dämpfung plötzlicher, durch Gasentladungen verursachter Schwingungen in der Hochspannungsleitung wurden Wasserwiderstände R_1 eingebaut. Die meistens verwendete Nachbeschleunigungsspannung betrug 120–160 kV. Zur Messung der Spannung genügte eine Parallelfunkenstrecke,

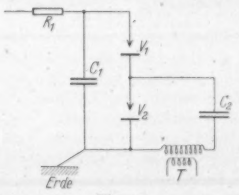


Fig. 2.

da eine absolute Konstanz der Beschleunigungsspannung für die hier vorliegenden Messungen nicht erforderlich war. Diese Schaltweise der Nachbeschleunigungsspannung machte es notwendig, die gesamte Anlage zur Erzeugung der Entladungsspannung für die Kanalstrahlröhre mit auf das hohe Potential der Beschleunigungsspannung zu bringen. Um gleichzeitig Sprühverluste möglichst zu vermeiden, wurde die gesamte Entladungsspannungsanlage mit einem großen Blechzylinder umkleidet, der auf 1 m hohe Porzellanisolatoren gestellt wurde.

Als Abschluß des Hochvakuums auf der geerdeten Seite wurde mit einer Gummidichtung eine dicke Glasscheibe angepreßt. In diese war ein unten geschlossener Metallzylinder eingekittet, in dem sich der eigentliche Zertrümmerungsvorgang abspielte. Der Protonenstrahl wurde unter Verzicht auf magnetische Aufspaltung direkt in diese Kapsel geleitet. Das darin befindliche Präparat wurde aus geometrischen Gründen

unter etwa 45° gegen die Protonenstrahlrichtung geneigt. Zur Untersuchung der Umwandlung von Lithium wurde ein frisch geschabtes Stück Lithiummetall in den Strahlengang gebracht. Da es unvermeidlich war, daß das Lithium einige Zeit mit Luft in Berührung kam, bildete sich stets eine oberflächliche Schicht von Li_2O bzw. $LiOH$; dies konnte aber bei den vorliegenden Versuchen in Kauf genommen werden, weil Sauerstoff keine Umwandlung durch Protonen erleidet und die Ausbeute trotz der verringerten Zahl der Lithiumatome noch genügend groß ist. Bor wurde, da es rein nur als Pulver erhältlich ist, in dicker Schicht auf eine Metallunterlage aufgepreßt. Beryllium konnte, als gepreßte Scheibe, ebenfalls ohne weitere Vorbehandlung verwendet werden. Zum Austritt der Trümmer aus dem Hochvakuum in die Nebelkammer waren die Messingkapseln senkrecht zur Protonenstrahlrichtung unter möglichst günstiger Ausnutzung der verfügbaren Fläche durchbohrt; die Lochgröße betrug zwischen 0,6 mm und 2 mm, je nach der Dicke der zur Abdichtung von außen aufgekitteten Glimmerblättchen.

2. Die Verwendung von Glimmerschichten.

Die verwendeten Glimmerschichten wurden sorgfältig auf ihre Dicke hin untersucht. Es wurden nur solche Flächen verwendet, die im reflektierten Natriumlicht vollkommen gleichmäßig erschienen. Das Luftäquivalent der Glimmerblättchen wurde zuerst nach der Szintillationsmethode mit einem Poloniumpräparat direkt bestimmt. Da diese Methode aber im Verhältnis zur erzielten Genauigkeit etwas mühsam ist, wurde später durch genaues Auswiegen und Ausmessen der Fläche zunächst die absolute Dicke der Glimmerblättchen ermittelt und diese dann in Millimeter Luftäquivalent umgerechnet. Dabei wurde auch die besonders für kurze Reichweiten merkliche Abhängigkeit des Bremsvermögens von der Reichweite in Rechnung gezogen.

Zur Ausmessung der kürzesten Reichweiten war es notwendig, die das Hochvakuum gegen die Nebelkammer abschließende Schicht so dünn als möglich zu machen. Es gelang, Glimmerblättchen von genügender Größe, deren Luftäquivalent aus den Interferenzfarben dünner Blättchen zu 3 mm ermittelt wurde, auf eine Messingkapsel mit 0,6 mm großen Löchern hochvakuumdicht aufzukitten. Die Gleichmäßigkeit der Dicke war durch die Einheitlichkeit der Interferenzfarbe garantiert. Vorübergehend wurden auch noch dünnere Glimmerhäutchen (bis zu 2 mm Luftäquivalent) benutzt. Das Arbeiten mit solchen extrem dünnen Glimmerhäutchen macht einige Schwierigkeiten; denn ein Durchbrechen eines Häutchens an irgendeiner Stelle während des Betriebes der Apparatur, insbesondere während des Arbeitens mit der Nebelkammer, ergab meist eine unangenehme Verunreinigung der Entladungsröhre und des Hochvakuumraumes, die nur durch längeres Entgasen wieder beseitigt werden konnte.

Es wurde versucht, an Stelle des Glimmers Cellophan zu verwenden. Infolge seiner gleichmäßigen Dicke und seiner großen Widerstandsfähigkeit ist Cellophan als Zwischenschicht für die Absorptionsmethode und als Vakuumabschluß sehr geeignet. Für Nebelkammerversuche hat es sich aber in den notwendig dünnen Schichten als unbrauchbar erwiesen, da selbst die als „wetterfest" bezeichneten Cellophanpräparate eine merkliche Durchlässigkeit für den Wasserdampf der Nebelkammer zeigten. Bei Fernhaltung der Nebelkammer war das Hochvakuum auch mit Cellophanfenster gut; versenkte man aber dann die Messingkapsel mit dem Cellophanfenster in die Nebelkammer (s. Fig. 1), so stieg innerhalb weniger Minuten der Druck in der Röhre trotz ständigen Pumpens so stark an, daß Wasserdampfentladung auftrat. Nach dem Entfernen der Kammer war nach kurzem Pumpen das ursprüngliche Hochvakuum wieder hergestellt.

3. Die Nebelkammer.

Der erste Teil der Versuche wurde mit einer Nebelkammer vom Typus der Wilsonschen Kammern durchgeführt. Sie hatte einen Durchmesser von 12 cm und eine Tiefe von 5 cm. Den Boden bildete ein beweglicher Kolben; zur Expansion wurde ein abgeschlossenes Luftvolumen unter dem Kolben mit einem evakuierten Raum durch ein Ventil plötzlich verbunden. Nach oben war die Kammer mittels einer Gummidichtung durch eine Glasplatte verschlossen. Als Hintergrund zur Photographie und zur Erhaltung der Sättigung des Kammerraumes mit Wasserdampf diente eine über dem Kolben angebrachte Gelatineschicht.

Zu den späteren Versuchen wurde eine Nebelkammer von ähnlicher Art benutzt, wie sie P. Kunze zur magnetischen Analyse der Ultrastrahlteilchen verwendet hat. Fig. 3 zeigt diese schematisch. Die Kammerwand bildet ein 15 cm weiter Glaszylinder von 4 cm Höhe (G). Die Kammer wird wieder durch eine den Einsatz E tragende Glasplatte P nach oben hin verschlossen. Den Boden bildet eine Gummimembran M, die in der Mitte eine Messingscheibe trug. Diese Membran wurde durch eine vorher gespannte Feder F zur Expansion nach unten gerissen. Eine Dicke der Gummimembran von 1–2 mm

schieu für diese Zwecke am besten geeignet. Das geringe Durchbiegen der Membran verursachte keinerlei störende Wirbelung in der Kammer. Unter der Gummiplatte befindet sich ein weiterer verschließbarer Raum B. Man kann diese Nebelkammer ohne weiteres mit Über- oder Unterdruck betreiben, wenn man den Druck in B entsprechend anpaßt. Vor allem hat es sich als zweckmäßig erwiesen, bei Verwendung der Kammer mit Atmosphärendruck den Druck in B um einige Zentimeter zu verringern, um zur Expansion nicht übermäßig kräftige Federn verwenden zu müssen. Das Luftvolumen in B wirkt bei geringer Druckverminderung noch genügend als Polster. Die Membran kann leicht dadurch wieder in die Ausgangsstellung gebracht werden,

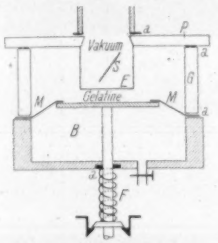


Fig. 3. Die Nebelkammer.

daß man mit einer Druckpumpe in B langsam Überdruck erzeugt und dadurch die Feder wieder spannt. Zur Erhaltung der Feuchtigkeit wird wieder eine Gelatineschicht in die Kammer gebracht. Es war unbedingt notwendig, zwischen der Deckplatte und dem Boden der Kammer ein elektrisches Feld anzulegen. Zu diesem Zwecke wurde die Glasplatte mit einer dünnen Gelatineschicht überzogen, die mit dem einen Pol des Feldes in Verbindung war.

Diese Kammer wurde durch eine Bogenlampe mit Reflexionsspiegel und Dochtkohlen beleuchtet. Für den Augenblick der Aufnahme wurde die Lampe durch Überbrücken eines Vorschaltwiderstandes stark überbelastet. Zwischen Lampe und Nebelkammer war eine Verschlußblende angebracht. Sowohl die Auslösung der Blende als auch die Expansion der Kammer geschah durch Relaisvorrichtungen, die untereinander und mit der Entladung des Kondensators durch die Kanalstrahlröhre gekoppelt waren.

Zu den Aufnahmen wurden in der Hauptsache Agfa-Normalplatten verwendet. In entgegenkommendster Weise wurden uns von der I. G. Farbenindustrie eine Auswahl von Platten mit verschiedener Empfindlichkeit zur Verfügung gestellt, die auf ihre Eignung für solche Nebelkammeraufnahmen untersucht wurden. Dabei zeigte sich, daß weniger empfindliche, aber dafür kontrastreichere Platten entschieden vorzuziehen waren. Am besten geeignet waren Platten mittlerer Empfindlichkeit (13–17°-Scheiner).

C. Messungen und Ergebnisse.

Die durch das Glimmerfenster in die Nebelkammer eintretenden Trümmer haben eine durch die geometrischen Ausmaße der Messingkapsel bedingte natürliche Divergenz der Bahnrichtungen gegen die Horizontalebene. Dadurch wird das Ausmessen der Spurlängen erheblich erschwert. Um die Verwendung eines Stereokomparators zu vermeiden, wurde eine Anordnung getroffen[1]), wie sie Fig. 4 zeigt. Zwischen Präparat und Nebelkammer wurde ein Satz paralleler Blättchen eingeschaltet mit einem gegenseitigen Abstand von 1,5 mm und einer

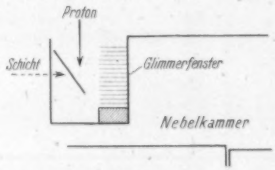


Fig. 4.

Tiefe von 14 mm bei einer Dicke der Blättchen von 0,2 mm. Dadurch wurde die Divergenz des Strahlenbündels auf $\pm 5^2/_3{}^\circ$ gegen die Horizontalebene beschränkt. Für die Aufnahmen an Beryllium war der Blättchenabstand 2,8 mm bei 10 mm Tiefe; die nun noch vorhandene Divergenz betrug $\pm 16^\circ$. Durch diese Anordnung wurde auch vermieden, daß Spuren vorzeitig im Boden der Kammer endigen und dadurch eine Beeinflussung des Meßresultats hervorrufen konnten. Diese nun ungefähr horizontal verlaufenden Spuren wurden senkrecht von oben mittels eines unter 45° geneigten Spiegels photographiert; da ihre wirkliche Lage im ungünstigsten Falle um nur 0,4 Proz. (bzw. 3,8 Proz. bei Beryllium) von ihrer Projektion auf die Horizontalebene verschieden sein konnte, brauchte überhaupt nur die Projektion, also die Spurlänge auf der photographischen Platte ausgemessen zu werden. Zur Eichung der Spurlängen wurde an die Stelle der Schicht unter sonst gleichen Bedingungen ein schwaches Poloniumpräparat gebracht, wobei die Reichweite der Polonium-α-Strahlen zu 38,7 mm bei 760 mm Druck und 15° C angenommen wurde. Die gemessenen Reichweiten wurden unter Berücksichtigung der

1) F. Kirchner u. H. Neuert, Physik. Zeitschrift **34**, 897, 1933.

Druckverhältnisse und des Wasserdampfdruckes in der Kammer ebenfalls auf 760 mm umgerechnet; die von Temperaturschwankungen in der Kammer herrührenden Reichweitenänderungen blieben, da sie anderen Fehlerquellen gegenüber klein sind, unberücksichtigt.

1. Bor.

Die Messungen an Bor umfassen insgesamt etwa 4000 Teilchen. Ungefähr 2000 Spuren wurden aufgenommen mit einem Glimmerhäutchen von 3 mm Luftäquivalent als Fenster (Fig. 5, s. Tafel XVII).

Fig. 6 zeigt die gefundene Reichweitenverteilung für Bor im Bereiche von 5–48 mm. Die Kurve hat ein Maximum der Häufigkeit bei 22 mm. Nach der Seite der kürzeren Reichweiten hin zeigt sie einen langsamen kontinuierlichen Abfall; die Spuren unterhalb 5 mm konnten nicht mehr mit genügender Sicherheit erfaßt werden. Nach größeren Reichweiten hin fällt die Kurve steil nach einem Exponential-

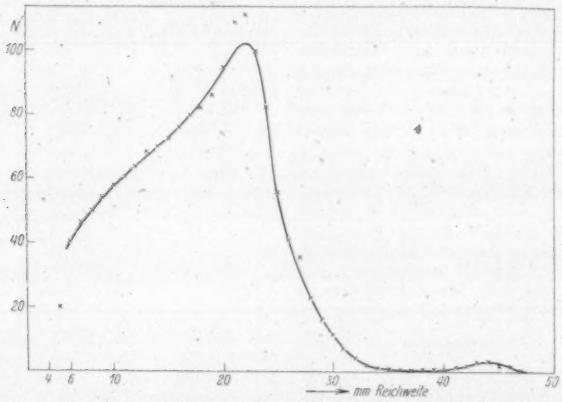


Fig. 6. Häufigkeitsverteilung der Reichweiten beim Bor.

gesetz ab und erreicht ein Minimum bei 35 bis 40 mm; für die längsten Reichweiten wurde ein geringer Wiederanstieg der Häufigkeit gefunden.

Eine genauere Untersuchung der Häufigkeitsverteilung der langen Reichweiten an etwa 2000 Spuren ergab ein deutlich ausgeprägtes Maximum der Häufigkeit bei 44 mm (vgl. auch Physik. Zeitschr. 34, 897, 1933). Die Zahl der Spuren dieser Gruppe beträgt etwa $^1/_{200}$ der Gesamtzahl. Gerade zur Auffindung solch relativ schwacher Gruppen ist die Nebelkammermethode den anderen Methoden überlegen. Reichweiten über 48 mm konnten nicht gefunden werden.

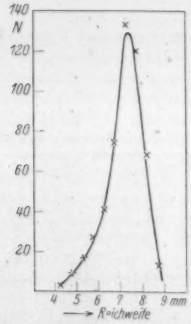


Fig. 7. Häufigkeitsverteilung der Reichweiten bei Beryllium.

2. Beryllium.

Bei Beryllium werden nur Trümmer sehr kurzer Reichweite emittiert. Um zu entscheiden, ob diese eine kontinuierliche Verteilung besitzen, oder ob es sich um eine einheitliche Reichweite handelt, kamen etwa 600 Spuren zur Ausmessung. Der Hochvakuumraum war wieder durch ein Glimmerfenster von 3 mm Luftäquivalent von der Nebelkammer getrennt. Als Füllgas der Nebelkammer diente Wasserstoff; dadurch wurden trotz der geringen noch verbleibenden Restreichweite (in Luft etwa 4 mm) genügend große und gut ausmeßbare

Fig. 5a

Fig. 5b.

Fig. 5. Nebelkammeraufnahmen von Bor; zwischengeschaltete Glimmerschicht von 3 mm Luftäquivalent.

Fig. 8a.

Fig. 8b.

Fig. 8. Trümmer kurzer Reichweite bei Lithium.

Spurlängen in der Nebelkammer erzielt. Schon der subjektive Eindruck bei der Beobachtung in der Nebelkammer ließ auf eine wohldefinierte Reichweite schließen. Die Auswertung der Aufnahmen ergab als Reichweitenverteilungskurve eine homogene Gruppe mit der größten Häufigkeit bei 7,5 mm. Die verwendete Spannung betrug 160 kV.

Die Kurve zeigt nach der Seite der größeren Reichweite den erwarteten steilen Abfall. Der

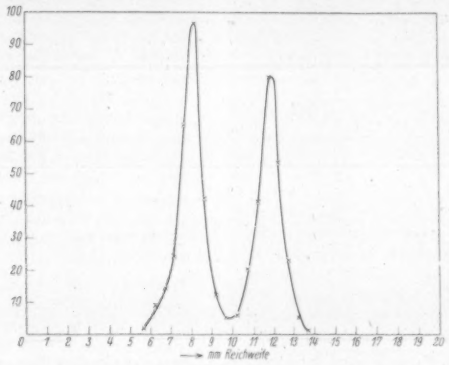


Fig. 9a.

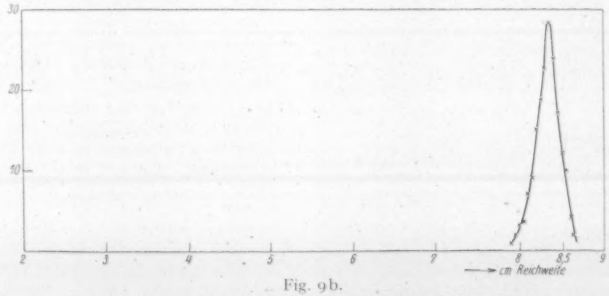


Fig. 9b.

Fig. 9a u. b. Häufigkeitsverteilung der Reichweiten beim Lithium.
a) Kurze Reichweiten, b) lange Reichweiten.

etwas langsamere Abfall nach kleineren Reichweiten hin ist in der Hauptsache auf den Einfluß der aus größerer Tiefe der Berylliumschicht kommenden Kerntrümmer zurückzuführen (vgl. D). Über die Ergebnisse der Messungen an Beryllium wurde bereits berichtet[1]).

3. Lithium.

Zunächst wurde an etwa 200 Spuren die Gruppe der langen Reichweiten nochmals untersucht. Eine zwischengeschaltete Glimmerschicht von 62,5 mm Luftäquivalent ließ die Spuren innerhalb der Kammer enden. Das Ergebnis ist aus Fig. 9b ersichtlich. Die häufigste Reichweite wurde bei 83,5 mm gefunden; eine genauere Diskussion der Häufigkeitsverteilung findet sich in Abschnitt D.

Von besonderem Interesse war die Untersuchung der Trümmer von geringer Reichweite, über die noch keine vollständige Klarheit herrschte. Zu dieser Untersuchung wurde die Nebelkammer mit Wasserstoff gefüllt. Da die Spurlängen von α-Teilchen in Wasserstoff gegenüber Luft etwa um das Vierfache größer sind, konnte eine größere Genauigkeit erzielt werden als bei den früheren Messungen.

Das Ergebnis wiederholter Ausmessungen von etwa 400 Spuren zeigt Fig. 9a. Es treten

1) F. Kirchner u. H. Neuert, Physik. Zeitschrift 36, 54, 1935.

ausgeprägte Maxima der Häufigkeit auf bei 12 und 8,2 mm (in Luft). Nach der Seite der größeren Reichweite hin zeigen beide Gruppen den normalen Abfall der Häufigkeit; der etwas langsamere Abfall nach links soll weiter unten noch besprochen werden (siehe D). Beide Gruppen weisen ungefähr die gleiche Teilchenzahl auf. Die Gesamtzahl der kurzen Reichweiten beträgt etwa das Doppelte der langen Reichweiten. Reichweiten zwischen 15 und 78 mm wurden bei einer Gesamtzahl von 800 ausgemessenen Spuren im Spannungsbereich zwischen 100 und 200 kV nicht beobachtet.

4. Versuche mit Fluor.

Da es nach Versuchen von McMillan[1]) über eine bei der Beschießung von Fluor mit Protonen auftretende γ-Strahlung von 5,4 Millionen e-V möglich war, daß auch bei Fluor α-Teilchen von geringer Reichweite auftreten, wurde mit einem Glimmerfenster von 3 mm Luftäquivalent nach dem Vorhandensein von Trümmerteilchen gesucht. Es konnten jedoch im Spannungsbereich von 100–200 kV keine sicheren Anzeichen für das Auftreten von Kerntrümmern bei Fluor festgestellt werden; auch die von Henderson, Livingstone und Lawrence[2]) festgestellten α-Teilchen von 6,7 cm Reichweite konnten bei diesen Spannungen nicht beobachtet werden.

D. Genauigkeit der Messungen.

Die Reichweitenmessungen in der Nebelkammer können durch folgende Fehlerquellen beeinflußt sein:

1. Die Glimmerdicke konnte, da zu allen Versuchen nur sorgfältig auf Gleichmäßigkeit geprüfter Glimmer verwandt wurde, nach der Wägemethode sicher auf $\pm$ 0,2 mm bestimmt werden. Da aus Untersuchungen von Briggs[3]) die Bremswirkung von Glimmer und ihre Abhängigkeit von der Geschwindigkeit genau bekannt ist, besitzen auch die für das Luftäquivalent der Glimmerblättchen angegebenen Werte diese Genauigkeit. Das Luftäquivalent der dünnen, Interferenzfarben zeigenden Glimmerblättchen konnte aus den Angaben der Dickenabhängigkeit der Farben dünner Blättchen berechnet werden.
2. Die in Fig. 4 gezeigte Anordnung zur Begrenzung der Divergenz der in die Nebelkammer eintretenden Strahlen führt zwar zu einer Verkürzung einer Anzahl von Spuren, da nur die Projektion auf die Horizontalebene ausgemessen wird; die gemessenen Längen können aber höchstens um 1 Proz. (bzw. 4 Proz. bei den Aufnahmen an Beryllium) der wahren Länge kürzer sein. Diese Fehlerquelle wird sich hauptsächlich bei den größeren Reichweiten bemerkbar machen. Die Verbreiterung der Gruppe der langen Reichweiten bei Lithium hat zum größten Teil darin seine Ursache. Bei den kurzen Reichweiten bei Lithium beträgt der maximale Fehler 0,15 mm; der Einfluß auf die Gestalt der Kurve soll weiter unten (vgl. E) näher diskutiert werden. Bei den Trümmern von Beryllium bewirkt die maximale Verkürzung der Reichweite von 0,3 mm deutlich ein etwas langsameres Abfallen der Verteilungskurve nach kürzeren Reichweiten hin (s. Fig. 7).
3. Meßfehler beim Ausmessen der einzelnen Spuren auf der Platte. Die Länge einer einzelnen Spur konnte mit einer Genauigkeit von $\pm$ 1 mm ermittelt werden. Durch wiederholtes Ausmessen des gesamten Plattenmaterials und Mitteln der Ergebnisse wurde versucht, den Einfluß solcher Meßfehler möglichst weit herunterzudrücken; wie man aus den Häufigkeitskurven sieht, bleibt er gewöhnlich kleiner als der Einfluß der normalen statistischen Schwankungen.
4. Schließlich bleibt noch zu untersuchen, wie die Reichweitenverteilungskurve verzerrt werden kann durch Miteinbeziehung von Teilchen, die aus tieferen Schichten der Platte kommen. Denn es ist ja auch möglich, daß ein Proton zuerst durch mehrere Atomschichten hindurchfliegt, dabei zwar an Energie verliert, aber doch in einer tieferen Schicht noch eine Zertrümmerung bewirkt. Die so gebildeten Trümmer müssen diese Schichten wieder rückwärts durchflogen haben, bevor ihre Reichweite erfaßt werden kann. Dadurch wird eine etwas kürzere Reichweite vorgetäuscht, und die Verteilungskurve erfährt eine gewisse Verzerrung; die Häufigkeiten werden etwas nach der Seite der kürzeren Reichweite hin verschoben. Dadurch erklärt sich, zusammen mit dem Einfluß der unter 2. besprochenen Fehlerquelle, daß der Häufigkeitsabfall bei den homogenen Reichweitengruppen nach der Seite der kürzeren Reichweiten hin immer etwas weniger steil verläuft, wie dies besonders deutlich bei der Verteilungskurve der Trümmer von Beryllium zu sehen ist (Fig. 7).

Die Fig. 10 und 11 zeigen, wie die Energie des ankommenden Protons mit dem Eindringen

1) E. McMillan, Phys. Rev. **46**, 868, 1934.
2) M. C. Henderson, M. S. Livingstone u. E. O. Lawrence, Phys. Rev. **46**, 38, 1934.
3) G. H. Briggs, Proc. Roy. Soc. Lond. **114**, 343, 1927.

in die Schicht abnimmt [nach Messungen von Blackett[1])], und wie sich damit die Wahrscheinlichkeit für eine Zertrümmerung in einer tieferen Schicht verringert. Es ist W^* die von Gamow[2]) berechnete Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen mit der Ladung $Z \cdot e$ und der Geschwindigkeit v in einen Kern mit der Ladung $Z' \cdot e$ eindringt.

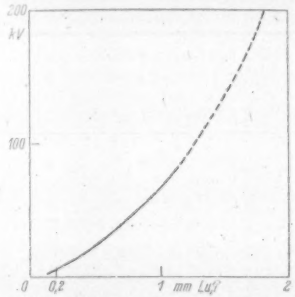


Fig. 10. Abnahme der Protonenenergie mit der Eindringungstiefe in Luft (nach Blackett).

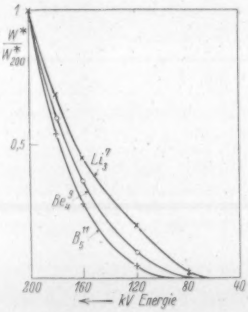


Fig. 11. Abnahme der relativen Wahrscheinlichkeiten mit kleiner werdender Energie.

Genau ist

$$W^* = e^{-\frac{8\pi \cdot Z \cdot Z' \cdot e^2}{h \cdot v} \cdot J(k)}; \quad J(k) \text{ hier} = 1{,}57.$$

In Fig. 11 ist als Ordinate diese Wahrscheinlichkeit relativ zu der Wahrscheinlichkeit bei einer Protonenenergie von 200 kV aufgetragen. Die Werte W^*_{200} werden für die verschiedenen Kerne berechnet zu:

	$Li^7_3 (\sim Li^6_3)$	Be^9_4	B^{11}_5
W^*_{200}	$1{,}4 \cdot 10^{-3}$	$1{,}55 \cdot 10^{-4}$	$1{,}71^{-5}$.

1) P. M. S. Blackett, Proc. Roy. Soc. Lond. **103**, 62, 1923.
2) G. Gamow, Zeitschr. f. Phys. **52**, 510, 1928.

Man sieht, daß die relativen Wahrscheinlichkeiten mit abnehmender Energie, d. h. mit der Eindringungstiefe in die Schicht rasch kleiner werden. 100 Zertrümmerungen an der Oberfläche der Schicht entsprechen 28 (bzw. 20 und 12) in einer um 0,3 mm Luftäquivalent tiefer liegenden Schicht und 10 (bzw. 4 und 1) in einer Tiefe von 0,5 mm.

Man muß nach diesen Überlegungen eine Verzerrung der gesamten Verteilungskurve nach kürzeren Reichweiten hin erwarten. Die Lage der Maxima wird zwar nicht wesentlich beeinflußt; sie erscheinen aber weniger stark ausgeprägt.

E. Die Homogenität der gemessenen Reichweitengruppen.

Man kann leicht aus den vorliegenden Verteilungskurven selbst eine Übersicht bekommen über das Maß an Genauigkeit, das man diesen Messungen zubilligen darf, wenn man die Verteilungskurven im Gebiet homogener Reichweitengruppen vergleicht mit ähnlichen Kurven von definierten Reichweitengruppen von α-Teilchen radioaktiver Substanzen. Ein Maß für die Homogenität einer Gruppe ist die Größe der mittleren Schwankung der Reichweiten um den wahrscheinlichsten Wert R_0. Die Abhängigkeit dieser Größe von der Reichweite ist sowohl theoretisch als auch experimentell schon häufig bestimmt worden. Nach einer Rechnung von Bohr[1]) ist sie gegeben durch:

$$(\varrho R_0)^2 = P \int_0^T \left(\frac{dT}{dx}\right)^{-3} dT = P \int_0^x \left(\frac{dT}{dx}\right)^{-2} dx; \quad (1)$$

dabei ist ϱ definiert als das Verhältnis der mittleren Abweichung vom wahrscheinlichsten Wert $\overline{\Delta R}$ zum wahrscheinlichsten Wert R_0, also

$$\varrho = \frac{\overline{\Delta R}}{R_0};$$

P ist eine Konstante $= 16\pi e^4 \sigma$ (σ = Elektronendichte); $\frac{dT}{dx}$ bedeutet den Energieverlust beim Durchlaufen der Schicht dx. Es ergibt sich:

$P_{\text{Luft}} = 9{,}64 \cdot 10^{-18}$ bei 15° C und 760 mm Druck;

$P_{\text{Glimmer}} = 11{,}4 \cdot 10^{-16}$ bei 15° C und 760 mm Druck.

Die so definierte Größe bestimmt dann die Breite der Reichweitengruppe. Die Wahrscheinlichkeit nämlich, daß ein Teilchen eine Reichweite zwischen $R_0 + \Delta R$ und $R_0 + \Delta R + dR$ hat, ist gegeben durch

$$W(\Delta R)\,dR = \frac{1}{\varrho\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\Delta R}{\varrho}\right)^2} dR.$$

1) N. Bohr, Phil. Mag. **30**, 581, 1915.

Der Wert des Integranden von (1) läßt sich berechnen, indem man $\frac{dT}{dx}$ aus der Reichweiten-geschwindigkeitsbeziehung entnimmt. Durch graphische Integration erhält man dann die Größe $(\varrho R_0)^2$. Eine gute Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund erhält man nach Messungen von Briggs[1]), wenn man den theoretischen Streuparameter verdoppelt[2]). In Fig. 12

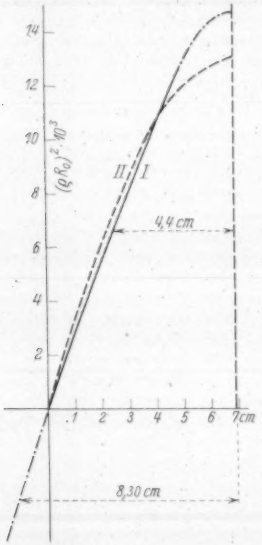


Fig. 12. I: $(\varrho R_0)^2$ beobachtet; nach längeren Reichweiten extrapoliert. — II: $2 \cdot (\varrho R_0)^2$ nach der Bohrschen Theorie.)

zeigt die gestrichelte Kurve die doppelte Bohrsche Streuung, die ausgezogene Kurve die an RaC ($R = 6{,}9$ cm) gemessene Streuung in Luft.

1) G. H. Briggs, Proc. Roy. Soc. Lond. **114**, 343, 1927.

2) Preissler (Zeitschr. f. Phys. **53**, 857, 1929) wies darauf hin, daß der Unterschied zwischen der theoretischen Rechnung und dem experimentellen Befund darauf zurückgeführt werden kann, daß in der Rechnung von Bohr die Eigengeschwindigkeiten der Elektronen im Atom als klein angenommen sind gegen die Geschwindigkeit der α-Teilchen. Während dies für Wasserstoff und Helium richtig ist, kommen jedoch in den schwereren Atomen Elektronengeschwindigkeiten vor, die vergleichbar sind mit den Geschwindigkeiten der α-Teilchen. Mit vereinfachten Annahmen zeigte Preissler, daß die maximale Energieübertragung von α-Teilchen auf Elektronen für $v_H = v_\alpha$ stattfindet.

Beide Kurven lassen sich zwanglos nach größeren Reichweiten hin extrapolieren. Man sieht, daß im letzten Teil der Reichweite die gemessene Streuung die Bohrsche weit übertrifft. Nach einer neueren Arbeit von Williams[1]) ist dies dem gegen Ende der Reichweite besonders starken Einfluß der Umladungen zuzuschreiben; im letzten Zentimeter ist die durch Umladung hervorgerufene Streuung mit der Bohrschen vergleichbar.

Berücksichtigt man die spezielle Versuchsanordnung, 62,5 mm Glimmer und 21 mm Luft, und die durch die Eindringung des Protons in die Schicht und die Neigung der Spuren gegen die Horizontalebene verursachte Verbreiterung der Kurve, so erwartet man für die Gruppe der langen Reichweiten beim Lithium ($R_0 = 83{,}5$ mm) eine mittlere Schwankung von

$$2\,(\varrho R_0)_{\text{ber}} = 3{,}6 \text{ mm}.$$

Aus der experimentell gefundenen Kurve erhält man nun (ϱR_0) als die Änderung der Abszisse, für die die Ordinate vom Maximum auf den e-ten Teil absinkt. Man findet

$$2\,(\varrho R_0)_{\text{gem}} = 3{,}8 \text{ mm},$$

also gute Übereinstimmung.

Für die Gruppe der Reichweiten bei Bor ($R_0 = 44{,}0$ mm) wird

$$\begin{aligned} 2\,(\varrho R_0)_{\text{ber}} &= 2{,}5 \text{ mm}; & \frac{(\varrho R_0)_{\text{gem}}}{(\varrho R_0)_{\text{ber}}} &= 1{,}4. \\ 2\,(\varrho R_0)_{\text{gem}} &= 3{,}5 \text{ mm}; & & \end{aligned}$$

Für die Gruppe der Berylliumtrümmer ($R_0 = 7{,}5$ mm) erhält man, wenn man noch die Streuung durch Umladung berücksichtigt:

$$\begin{aligned} 2\,(\varrho R_0)_{\text{ber}} &= 1{,}0 \text{ mm}; & \frac{(\varrho R_0)_{\text{gem}}}{(\varrho R_0)_{\text{ber}}} &= 1{,}6. \\ 2\,\varrho\,(R_0)_{\text{gem}} &= 1{,}6 \text{ mm}; & & \end{aligned}$$

Für die kurzen Reichweiten bei Lithium findet man:

$$\begin{aligned} R_0 = 12 \text{ mm}: \; & 2\,(\varrho R_0)_{\text{ber}} = 1{,}1 \text{ mm}; & \frac{(\varrho R_0)_{\text{gem}}}{(\varrho R_0)_{\text{ber}}} &= 1{,}1 \\ & 2(\varrho R_0)_{\text{gem}} = 1{,}2 \text{ mm}; & & \\ R_0 = 8{,}2 \text{ mm}: \; & 2\,(\varrho R_0)_{\text{ber}} = 1{,}0 \text{ mm}; & \frac{(\varrho R_0)_{\text{gem}}}{(\varrho R_0)_{\text{ber}}} &= 1{,}2. \\ & 2(\varrho R_0)_{\text{gem}} = 1{,}2 \text{ mm}; & & \end{aligned}$$

Für die langen Reichweiten bei Lithium ist die Übereinstimmung des erwarteten mit dem gemessenen Werte gut. Ebenfalls befriedigend sind die gemessenen Breiten der Reichweitengruppen bei Bor und Beryllium; eine Vergrößerung der Breite um einen Faktor 1,4 bzw. 1,6 kann leicht durch statistische Schwankungen oder durch Fehlerquellen verursacht sein, die nicht zahlenmäßig erfaßt werden konnten und

1) E. J. Williams, Proc. Roy. Soc. Lond. **135**, 123, 1932.

damit bei der Berechnung der mittleren Schwankung auch unberücksichtigt bleiben mußten (vgl. D). Die beiden Gruppen der kurzen Lithiumreichweiten weisen Schwankungen auf, die nur unbedeutend größer sind als die theoretisch erwarteten Werte. Man kann deswegen als gesichert annehmen, daß auch die Trümmer von Lithium mit kurzen Reichweiten homogene Gruppen bilden.

F. Vergleich mit anderen Messungen.

1. Bor

Schon die ersten orientierenden Reichweitenmessungen von F. Kirchner[1]) in der Nebelkammer hatten ebenso wie die gleichzeitig von Oliphant und Rutherford[2]) nach der Absorptionsmethode durchgeführten Messungen gezeigt, daß die Reichweiten der Trümmer von Bor nicht einheitlich, sondern über einen größeren Bereich kontinuierlich verteilt sind. Auch in bezug auf die am häufigsten vertretene Reichweite (22 mm) und auf den Wiederanstieg der Häufigkeit bei der größten beobachteten Reichweite (44 mm) sind die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit mit den früher mitgeteilten Nebelkammerbeobachtungen[3]) in vollem Einklang. Nach der Absorptionsmethode hatten Oliphant und Rutherford dagegen anfangs das Maximum der Häufigkeit bei etwa 18 mm gefunden, während sie bei der größten Reichweite nur eine dauernde und monotone Abnahme der Häufigkeit feststellten. In einer neueren Arbeit finden aber Oliphant, Kempton und Rutherford[4]) das Maximum der Häufigkeit bei 23 mm und den Wiederanstieg der Häufigkeit bei 44 mm in gutem Einklang mit unseren Nebelkammerbeobachtungen.

2. Beryllium

Die Umwandlung von Beryllium bei Beschießung mit Protonen wurde zuerst von R. Döpel[5]) und P. I. Dee[6]) gefunden. Döpel beobachtete bei einer Protonenenergie von 120 kV zahlreiche Kerntrümmer mit Reichweiten bis zu 6,8 mm; er schloß aus seinen Szintillationsbeobachtungen auf eine kontinuierliche Reichweitenverteilung. Aus dem Vergleich der Szintillationshelligkeit der beobachteten Teilchen mit derjenigen von *Po*-α-Teilchen in den letzten Millimetern ihrer Reichweite kam er zu dem Schluß, daß es sich nur um α-Teilchen handeln kann.

Dee erhielt bei 500 kV Protonenenergie eine Reichweite von 9 mm; hier schloß aber Oliphant[1]) aus magnetischen Ablenkungsversuchen, daß es sich nur um einfach geladene Teilchen, d. h. Wasserstoffionen handeln könne. Neuerdings wurde das in der vorliegenden Arbeit erhaltene Ergebnis (homogene Reichweitengruppe bei 7,5 mm bei 160 kV), über das schon zu Anfang dieses Jahres in dieser Zeitschrift kurz berichtet worden ist[2]), durch Messungen von Oliphant, Kempton und Rutherford[3]) bestätigt. Wir hatten durch Vergleich des Aussehens der Spuren in einer mit Wasserstoff oder auch mit Stickstoff gefüllten Kammer mit den Spuren von *Po*-α-Teilchen in den letzten Millimetern der Reichweite in Übereinstimmung mit Döpel geschlossen, daß die Trümmer von Beryllium α-Teilchen sind. Aus Untersuchungen über die Größe der Ionisation der Teilchen kommen aber Oliphant, Kempton und Rutherford zur Ansicht, daß die Teilchen der von ihnen bei 7,4 mm gefundenen homogenen Reichweitengruppe zur Hälfte Deutonen und zur Hälfte α-Teilchen sind.

3. Lithium

Die Reichweitengruppe bei 83 mm wurde schon in früheren Arbeiten von F. Kirchner[4]) und Cockcroft und Walton[5]) eingehend untersucht. Das hier vorliegende Resultat steht ebenso wie neuere Untersuchungen von Oliphant, Kempton und Rutherford[6]) in gutem Einklang mit den früheren Ergebnissen.

Auch für die Reichweitengruppe bei 12 mm besteht gute Übereinstimmung mit den bereits vorhandenen Meßergebnissen. Mit der Nebelkammer wurde von Kirchner und Neuert[7]) durch Reichweitenmessungen in Luft ein Maximum der Häufigkeit bei 12 mm festgestellt; Oliphant, Kinsey und Rutherford[8]) fanden durch Messungen nach der Absorptionsmethode

1) F. Kirchner, Naturw. **21**, 473, 1933.
2) M. L. E. Oliphant u. Lord Rutherford, Proc. Roy. Soc. Lond. **141**, 259, 1933.
3) Vgl. Physik. Zeitschr. **35**, 292, 1934. Der in der dortigen Verteilungskurve auftretende Knick muß offenbar statistischen Schwankungen zugeschrieben werden.
4) M. L. E. Oliphant, A. E. Kempton u. Lord Rutherford, Proc. Roy. Soc. Lond. **150**, 241, 1935.
5) R. Döpel, Zeitschr. f. Phys. **91**, 796, 1934.
6) M. L. E. Oliphant, Intern. Conf. on Physics. London Okt. 1934.

1) Fußnote 6) der linken Spalte.
2) F. Kirchner u. H. Neuert, Physik. Zeitschrift **36**, 49, 1935.
3) M. L. Oliphant, A. E. Kempton u. Lord Rutherford, Proc. Roy. Soc. Lond. **150**, 241, 1935.
4) F. Kirchner, Sitzungsber. bayr. Akad. Wiss. 5. März 1933, S. 12.
5) J. D. Cockcroft u. E. T. S. Walton, Proc. Roy. Soc. Lond. **137**, 229, 1932.
6) M. L. Oliphant, A. E. Kempton u. Lord Rutherford, Proc. Roy. Soc. Lond. **149**, 406, 1935.
7) F. Kirchner u. H. Neuert, Physik. Zeitschrift **35**, 292, 1934.
8) M. L. Oliphant, B. B. Kinsey u. Lord Rutherford, Proc. Roy. Soc. Lond. **141**, 722, 1933.

eine Reichweitengruppe bei 11,5 mm. Oliphant, Shire und Crowther[1]) gelang durch Trennung der Isotopen Li^6 und Li^7 der Nachweis, daß diese Reichweitengruppe der Umwandlung des Li^6 zuzuschreiben ist.

Über die Häufigkeitsverteilung der Reichweiten unterhalb 10 mm bestand bisher keine endgültige Klarheit. Während Oliphant, Kinsey und Rutherford bei ihren Reichweitenmessungen nach der Absorptionsmethode ein Häufigkeitsmaximum bei 6,5 mm fanden, hatten unsere früheren Nebelkammerversuche, bei denen die Nebelkammer mit Luft gefüllt war, je ein Maximum bei 7 und 9 mm ergeben. Diese Diskrepanz war der Anlaß zu den auf S. 635 der vorstehenden Arbeit beschriebenen neueren Versuchen, bei denen durch Verwendung von Wasserstoff zur Füllung der Nebelkammer die Ausmessungsbedingungen erheblich verbessert waren. Das Ergebnis der neueren Versuche ist insofern mit denjenigen von Oliphant, Kinsey und Rutherford in Übereinstimmung, als nicht mehr zwei Maxima, sondern nur ein einzelnes Maximum gefunden wird; dieses Maximum liegt aber bei einer erheblich größeren Reichweite (8,2 mm) als das von Oliphant, Kinsey und Rutherford gefundene Häufigkeitsmaximum (6,5 mm). Auf eine größere Reichweite als 6,5 mm weisen übrigens auch Nebelkammeraufnahmen von Dee[2]) hin, bei denen das *Li*-Präparat in die Kammer selbst gebracht wurde; er stellte fest, daß die Summe der Reichweiten von 2 nach entgegengesetzten Seiten wegfliegenden Teilchen meistens zwischen 20 und 22 mm liegt, in Einklang mit dem hier vorliegenden Ergebnis (8,2 + 12 mm). Doch konnte Dee keine bestimmten Aussagen über die Länge der einzelnen Spuren machen, da ihm die Dicke der Lithiumoxydschicht, die ein Teil der Trümmer durchdringen mußte, nicht genügend genau bekannt war.

G. Schlüsse auf die Umwandlungsvorgänge.

Nachdem aus den gemessenen Reichweiten die bei einem Zerfallsprozeß frei werdende Energie (natürlich unter Berücksichtigung einer evtl. noch auftretenden γ-Strahlung) ermittelt worden ist, kann man daran denken, mit Hilfe des Satzes von der Äquivalenz von Masse und Energie $\Delta E = c^2 \cdot \Delta m$ die Masse eines der Reaktionsteilnehmer aus der Energiebilanz zu berechnen. In einigen Fällen, z. B. beim Li^7 und Li^6 [3]), haben sich auf diese Weise Werte ergeben, die mit den massenspektroskopischen Werten vorzüglich übereinstimmen; in anderen Fällen ergaben sich aber Unstimmigkeiten, die weit außerhalb der beiderseitigen Fehlergrenzen liegen. Auf eine besonders starke Diskrepanz zwischen den Ergebnissen der Umwandlungsversuche und der Massenspektroskopie haben wir kürzlich in dieser Zeitschrift hingewiesen[1]); während die massenspektroskopische Bestimmung von Be^9 durch Bainbridge der Wert $9{,}0155 \pm 0{,}0006$ geliefert hatte, mußten wir aus der Umwandlung von Be^9 durch Protonen in Li^6 und He^4 mit den als richtig angenommenen Massen von Li^6, He^4 und H^1 auf eine Masse $9{,}0110 \pm 0{,}0006$ des Berylliums schließen. Ähnliche Unstimmigkeiten bestehen beim Bor (vgl. S. 641).

Der Grund für die Unstimmigkeiten scheint in einem Fehler zu liegen, der sich bei der massenspektroskopischen Bestimmung des Massenverhältnisses $O^{16} : He^4$ eingeschlichen hat. Von Bethe[2]) wurde nämlich kürzlich mitgeteilt, daß die Unstimmigkeiten am einfachsten behoben werden können, wenn man annimmt, daß das Massenverhältnis $O^{16} : He^4$ etwas von dem massenspektroskopisch gemessenen Werte abweicht. In der Tat teilte Aston[3]) vor kurzem mit, daß seine alten Messungen dieses Verhältnisses einer Korrektur bedürfen (als vorläufige neue Werte gibt Aston an, bezogen auf $O^{16} = 16{,}0000$: $H^1 = 1{,}0081$; $H^2 = 2{,}0148$; $He^4 = 4{,}0041$).

Bethe hat korrigierte Werte für die Kernmassen vorgeschlagen, die mit den Beobachtungsergebnissen besser in Einklang stehen. Durch Überlegung ähnlicher Art kommen Oliphant, Kempton und Rutherford[4]) ebenfalls zu neuen Massenzahlen für die leichten Elemente, die mit den von Bethe vorgeschlagenen Werten im großen und ganzen übereinstimmen.

1. Bor

Die aus der Reichweitenverteilungskurve errechnete „mittlere" Energie eines Teilchens beträgt $2{,}85 \cdot 10^6$ *e*-V. Nach der von F. Kirchner[5]) und Oliphant und Rutherford[6]) entwickelten Vorstellung von der Umwandlung des B^{11}-Kerns:

$$B_5^{11} + H_1^1 \rightarrow 3 \cdot He_2^4 + \Delta\,\mathrm{m}$$

1) M. L. Oliphant, E. S. Shire u. B. M. Crowther, Proc. Roy. Soc. Lond. **146**, 922, 1934.
2) P. I. Dee, Nature, Lond. **132**, 818, 1933.
3) Vgl. z. B. M. L. Oliphant, A. E. Kempton u. Lord Rutherford, Proc. Roy. Soc. Lond. **149**, 406, 1935.

1) F. Kirchner u. H. Neuert, Physik. Zeitschrift **36**, 49, 1935.
2) H. Bethe, Phys. Rev. **47**, 633, 1935.
3) F. W. Aston, Nature **135**, 521, 1935.
4) M. L. Oliphant, A. E. Kempton u. Lord Rutherford, Proc. Roy. Soc. Lond. **150**, 241, 1935.
5) F. Kirchner, Naturw. **21**, 473, 1933.
6) M. L. E. Oliphant u. Lord Rutherford, Proc. Roy. Soc. Lond. **141**, 259, 1933.

ist demnach die gesamte bei einem Umwandlungsprozeß frei werdende Energie $8{,}55 \cdot 10^6$ e-V. Mit den von Aston[1]) und Bainbridge[2]) gegebenen Werten für H^1 und He^4 würde man aus obiger Gleichung für B^{11} den Wert 11,0078[3]) erhalten, gegenüber dem massenspektroskopischen Werte $11{,}0110 \pm 0{,}0015$. Mit den von Bethe korrigierten Massenzahlen $H^1 = 1{,}0081 \pm 0{,}0001$ und $He^4 = 4{,}00336 \pm 0{,}00023$ erhält man aus der Energiebilanz des obigen Prozesses für die Masse des B^{11}:

$$B^{11} = 3 \cdot 4{,}0034 - 1{,}0081 + 0{,}0092 - 0{,}0001$$
$$= 11{,}0111 \pm 0{,}0011$$

in Übereinstimmung mit dem massenspektroskopischen Befund (11,0110).

Die homogene Reichweitengruppe bei 44 mm läßt nach F. Kirchner[4]) auf das Auftreten eines Be^8-Kerns schließen nach der Gleichung:

$$B^{11}_5 + H^1_1 \rightarrow Be^8_4 + H^4_2 + \Delta\,\mathrm{m}.$$

Für die Masse des Be^8 ergibt sich hieraus mit den Betheschen Massenzahlen der Wert $8{,}0066 \pm 0{,}0014$, der ungefähr mit der Stabilitätsgrenze zusammenfällt. Die Bindungsenergie des Be^8-Kerns dürfte demnach nur gering sein. Die übrigen bis jetzt bekannten Umwandlungsvorgänge mit Be^8 als Zerfallsprodukt[5]) liefern einen ähnlichen Wert für die Masse des Be^8.

2. Beryllium

Schon in einer früheren Arbeit[6]) wurde vorgeschlagen, die Umwandlung des Be^9 durch folgenden Prozeß zu erklären:

$$Be^9_4 + H^1_1 \rightarrow Li^6_3 + He^4_2 + \Delta\,\mathrm{m}. \qquad (1)$$

Diese Darstellung führte mit der bekannten Masse von Li^6 zu einer Masse des Be^9-Kerns (9,0110), die erheblich vom massenspektroskopischen Werte (9,0155) abwich, die aber Stabilität des Be^9-Kerns gewährleistete (vgl. S. 640). Mit den korrigierten Massenzahlen wird die Masse von Be^9 aus obiger Gleichung zu

$$Be^9 = 6{,}0161 + 4{,}0034 - 1{,}0081 - 0{,}0001 + 0{,}0023$$
$$= \underline{9{,}0136 \pm 0{,}0009}$$

bestimmt.

Oliphant, Kempton und Rutherford[1]) nehmen an, daß mit gleicher Häufigkeit wie der Vorgang (1) auch folgende Umwandlung stattfindet:

$$Be^9 + H^1 \rightarrow Be^8 + H^2 + \Delta\,\mathrm{m}. \qquad (2)$$

Aus den Nebelkammeraufnahmen können wir bis jetzt noch nicht mit Sicherheit entscheiden, ob tatsächlich zwei verschiedene Arten von Kerntrümmern emittiert werden, oder ob alle Trümmerspuren gleiche Ionisationsdichte aufweisen.

3. Lithium

Die Entstehung der Gruppe der langen Reichweiten bei Lithium ist in früheren Arbeiten von F. Kirchner[2]) und Cockcroft und Walton[4]) bereits eingehend diskutiert worden.

Zur Deutung der kurzen Reichweiten wurde zuerst von Oliphant, Kinsey und Rutherford[3]) der folgende Umwandlungsprozeß angenommen:

$$Li^6_3 + H^1_1 \rightarrow He^4_2 + He^3_2 + \Delta\,\mathrm{m}.$$

Mit der bekannten Masse von Li^6 konnte aus den gemessenen Reichweiten unter Zuhilfenahme der Reichweitengeschwindigkeitsbeziehung $R = a \cdot m \cdot v^3$ die Masse des He^3 (zu 3,0163) ausgerechnet werden [vgl. auch Ta You Wu und Uhlenbeck[5])]; dabei wurde die Reichweitengruppe bei 6,5 mm dem He^4 zugeschrieben. Unter der Annahme, daß auch bei kurzen Reichweiten R proportional der dritten Potenz der Geschwindigkeit ist, mußte das α-Teilchen eine kinetische Energie von $1{,}6 \cdot 10^6$ eV haben. Nach dem Impulssatz wurde dann für den He^3-Kern eine Energie von $2{,}1 \cdot 10^6$ eV und eine Reichweite von etwa 11,5 mm errechnet. Daß sich die gemessenen Reichweiten gerade wie $(\frac{1}{3})^2$ verhielten, wie dies die Theorie erforderte, wurde als Beweis für die Richtigkeit der Rechnung angesehen. Nun haben aber umfangreiche Arbeiten von Briggs[6]) und Blackett und Lees[7]) gezeigt, daß die v^3-Abhängigkeit der Reichweite in Strenge nur für Reichweiten oberhalb 2 cm gilt,

1) F. W. Aston, Proc. Roy. Soc. Lond. **115**, 502, 1927.

2) K. T. Bainbridge, Phys. Rev. **43**, 367, 1933 und **44**, 56, 1933.

3) Von diesem Werte ging Bethe aus bei der Berechnung der Abweichung der Masse von O^{16} von 16,0000 und damit des Fehlers des Massenverhältnisses $He^4 : O^{16}$.

4) F. Kirchner, Naturw. **22**, 480, 1934.

5) Ridenour, Phys. Rev. **47**, 318, 1935 und M. L. Oliphant, A. E. Kempton u. Lord Rutherford, Proc. Roy. Soc. Lond. **150**, 241, 1935.

6) F. Kirchner u. H. Neuert, Physik. Zeitschrift **36**, 49, 1935.

1) M. L. Oliphant, A. E. Kempton u. Lord Rutherford, Proc. Roy. Soc. Lond. **150**, 241, 1935.

2) F. Kirchner, Naturw. **21**, 473, 1933 und Physik. Zeitschr. **34**, 777, 1933.

3) M. L. E. Oliphant, B. B. Kinsey u. Lord Rutherford, Proc. Roy. Soc. Lond. **141**, 722, 1933.

4) J. D. Cockcroft u. E. T. S. Walton, ebenda **137**, 229, 1932.

5) Ta You Wu u. G. E. Uhlenbeck, Phys. Rev. **45**, 553, 1934.

6) G. H. Briggs, Proc. Roy. Soc. Lond. **118**, 549, 1928.

7) P. H. S. Blackett u. D. S. Lees, Proc. Roy. Soc. Lond. **134**, 658, 1932.

und daß bei kleinerer Energie erhebliche Abweichungen auftreten. Es ist notwendig, diese Resultate bei der Berechnung der Energie der kurzen Reichweiten in Betracht zu ziehen. Nach den Versuchen von Oliphant, Shire und Crowther muß man die Reichweitengruppe bei 12 mm dem He^3 zuschreiben. Da die Reichweite bei Teilchen gleicher Ladung und gleicher Geschwindigkeit proportional der Masse ist[1]), erhält man für die Geschwindigkeit des He^3-Kerns den Wert $1{,}13 \cdot 10^9$ cm/sec; denn sie muß gleich sein der Geschwindigkeit eines α-Teilchens mit der Reichweite $\frac{4}{3} \cdot 12$ mm $= 16$ mm, und diese wird aus der nach den Angaben von Briggs korrigierten Reichweiten-Geschwindigkeitskurve zu $1{,}13 \cdot 10^9$ cm/sec ermittelt. Nach dem Impulssatz muß dann das nach der entgegengesetzten Seite ausgeschleuderte α-Teilchen eine Geschwindigkeit von $8{,}5 \cdot 10^8$ cm/sec haben, was einer Reichweite von 8,4 mm und einer Energie von $1{,}50 \cdot 10^6$ eV entspricht. Da das He^3-Teilchen eine $\frac{4}{3}$ mal größere Energie haben muß, beträgt diese $2{,}00 \cdot 10^6$ eV. Man erhält dann mit den von Bethe korrigierten Massenzahlen für die Masse des He^3 folgende Beziehung:

$$He^3_2 = 6{,}0161 + 1{,}0081 - 4{,}00336 - 0{,}0037 + 0{,}0001;$$

also:

$$\text{Masse des } He^3 = \underline{3{,}0172 \pm 0{,}0007}.$$

Nach diesen Überlegungen muß man also neben der Reichweitengruppe von 12 mm für He^3 eine Gruppe bei 8,4 mm für He^4 erwarten, in guter Übereinstimmung mit den hier experimentell gewonnenen Werten 12 mm und 8,2 mm.

Die vorstehende Arbeit wurde im Institut für Theoretische Physik der Universität München begonnen und im Physikalischen Institut, Abteilung für Radiophysik, der Universität Leipzig vollendet. Vor allem danke ich meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. F. Kirchner, für die dauernde Förderung und Unterstützung meiner Arbeit. Herrn Geheimrat A. Sommerfeld habe ich zu danken für die Erlaubnis, in seinem Institut arbeiten zu dürfen, und für die Vermittlung finanzieller Unterstützung durch die Rockefeller-Stiftung.

Der Forschungsgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft danken wir für die Überlassung eines Hochspannungstransformators, der I. G. Farbenindustrie für die Überlassung von Platten.

1) Das folgt unmittelbar daraus, daß der Energieverlust eines Ions beim Durchgang durch Materie nur eine Funktion der Ladung und der Geschwindigkeit ist. Daher gilt für Teilchen gleicher Ladung:

$$\frac{dE}{dx} = f(v) \quad \text{oder} \quad dx = \frac{dE}{f(v)} = \frac{d\left(\frac{m}{2} v^2\right)}{f(v)}.$$

Damit ist die Reichweite

$$x = \int_0^v \frac{d\left(\frac{m}{2} v^2\right)}{f(v)} = m \int_0^v \varphi(v)\, dv$$

für Teilchen gleicher Ladung und gleicher Geschwindigkeit proportional der Masse.

Zusammenfassung.

Nach der W. Wienschen Nachbeschleunigungsmethode werden Protonen mit Energien bis zu 200 e-kV erzeugt. Die bei Beschießung einiger leichter Elemente mit solchen Protonen weggeschleuderten Trümmerteilchen werden in Anlehnung an frühere Untersuchungen von F. Kirchner mit der Nebelkammer hinsichtlich ihrer Reichweite und Häufigkeit untersucht.

Am Bor wird in Übereinstimmung mit unseren früheren Ergebnissen eine kontinuierliche Häufigkeitsverteilung mit einem breiten und starken Maximum bei 22 mm und einem schmalen und schwachen, aber deutlich ausgeprägten Maximum bei 44 mm gefunden.

Beim Beryllium wird eine einheitliche Reichweite der Trümmerteilchen von 7,5 mm festgestellt (vgl. Physik. Zeitschr. 36, 54, 1935).

Eine erneute Untersuchung der kurzen Reichweiten des Lithiums in einer mit Wasserstoff gefüllten Kammer führt zu dem Ergebnis, daß statt der früher von uns gefundenen drei Reichweitengruppen bei 12, 9 und 7 mm nur zwei scharf definierte Reichweiten von 12 und 8,2 mm vorhanden sind.

Berücksichtigt man die für kurze Reichweiten vorhandenen Abweichungen vom $R \sim v^3$-Gesetz, so muß man, wenn man die Reichweite von 12 mm dem He^3 zuschreibt, für das nach der anderen Seite wegfliegende α-Teilchen eine Reichweite von 8,4 mm erwarten, in guter Übereinstimmung mit den hier vorliegenden Beobachtungsergebnissen. Die Masse des He^3 ergibt sich aus der Energiebilanz des Umwandlungsprozesses zu $3{,}0172 \pm 0{,}0007$.

Bei Fluor können für Spannungen bis 200 kV keine Kerntrümmer nachgewiesen werden.

Die Breite der beobachteten Reichweitengruppen entspricht innerhalb der Fehlergrenzen der theoretisch erwarteten mittleren Schwankung der Reichweiten.

Köln, 25. Juli 1935.
Institut für technische Physik der Universität.

(Eingegangen 27. Juli 1935.)

Bemerkung zur Beobachtung der Brownschen Bewegung mit unbewaffnetem Auge.

Von Eugen Kappler.

In letzter Zeit sind einige Mitteilungen erschienen über die Beobachtung der Brownschen Bewegung mit unbewaffnetem Auge[1]). Die genannten Arbeiten befassen sich im wesentlichen mit der Frage, ob es sich bei der beobachteten Erscheinung wirklich um ein Phänomen der Brownschen Bewegung handelt. Obrist hat den experimentellen Beweis erbracht, daß in manchen Fällen diese Frage zu bejahen ist. Daß die Brownsche Bewegung von suspendierten Teilchen, von der man gewöhnlich nur durch Beobachtung mit Hilfe des Mikroskops etwas weiß, auch mit freiem Auge wahrgenommen werden kann, setzt immerhin in Erstaunen und es scheint mir daher nützlich zu sein, das Zustandekommen der beobachteten Erscheinung im einzelnen zu studieren. Die Erscheinung besteht in einem lebhaften Flimmern in verschiedenen Farben, wenn man nach Obrist etwa konzentriertes Kolophoniumsol oder auch Gummiguttlösung zwischen zwei Glasplatten bringt, das Präparat mit einer intensiven punktförmigen Lichtquelle durchstrahlt und im gestreuten Licht auf das Präparat akkommodiert. Im Folgenden soll versucht werden die Beobachtungen im einzelnen zu erklären. Es wird sich dabei herausstellen, daß man mit freiem Auge etwas ganz anderes wahrnimmt als im Mikroskop unter gewöhnlichen Bedingungen. Während man mit dem Mikroskop die Bewegung der einzelnen Teilchen wahrnimmt, besteht die Beobachtung mit unbewaffnetem Auge in einer zeitlichen Schwankung der Helligkeit und Farbe der einzelnen Flächenelemente des Präparates, wodurch eine scheinbare Bewegung vorgetäuscht wird. Die linearen Dimensionen der Flächenelemente, die in gleichmäßiger Helligkeit und einheitlicher Farbe erscheinen, sind von der Größenordnung der Entfernung zweier Punkte, die vom Auge gerade noch als getrennt wahrgenommen werden können. Die Helligkeits- und Farbschwankungen sind eine Folge von Beugungs- und Interferenzerscheinungen, wobei alle die Teilchen beteiligt sind, welche innerhalb eines solchen Flächenelementes liegen.

Daß es sich tatsächlich um einen Interferenzvorgang handeln muß, wird durch die Versuchsbedingungen nahegelegt, die notwendig sind, um die Erscheinung zu beobachten. Diese seien zunächst noch einmal kurz zusammengestellt.

1. Die Lichtquelle muß punktförmig sein. Mit einer beleuchteten Mattscheibe als Lichtquelle erscheint das ganze Präparat in gleichmäßiger Helligkeit.
2. Man muß im gestreuten Licht beobachten; im direkt durchgehenden Licht bzw. in solchen Richtungen, die von der Richtung des durchgehenden Lichtes nur wenig abweichen, ist der Effekt nicht vorhanden. (Das direkte Licht muß natürlich abgeblendet werden.)
3. Der mittlere Abstand der Teilchen muß verhältnismäßig klein sein. Mit abnehmender Teilchenkonzentration wird die Erscheinung immer schwächer. Dies liegt jedoch nicht daran, daß die Intensität des abgebeugten Lichtes geringer geworden ist; denn auch entsprechend dickere Schichten erscheinen in gleichmäßiger Helligkeit.

Sehr aufschlußreich ist die Betrachtung des Präparates im Mikroskop. Hier ergeben sich folgende charakteristische Fälle.

1. Im direkten Licht bei großer Apertur sieht man die gewöhnliche Brownsche Bewegung. Die Teilchen sind dunkel auf hellem Grunde.
2. Bei seitlicher Beleuchtung und großer Apertur erscheinen die Teilchen als helle Punkte auf dunklem Grund.
3. Bei seitlicher Beleuchtung und kleiner Apertur erhält man ein vollkommen anderes Bild. Die von den nicht mehr aufgelösten Teilchen herrührenden Beugungsscheibchen zeigen ein lebhaftes Flimmern in verschiedenen Farben. Im ganzen gewinnt man den Eindruck viel größerer Lebhaftigkeit als im Falle 1 und 2. Bei geringer Teilchenkonzentration hört dieses Flimmern auf. Man sieht die einzelnen Scheibchen in gleichbleibender Helligkeit und Farbe. Zuweilen aber beobachtet man, wenn zwei Teilchen einander so nahe gekommen sind, daß ihre Beugungsscheibchen sich vollkommen überdecken, eine plötzliche Farb- und Helligkeitsänderung. Das gemeinsame Beugungsscheibchen ist zuweilen ganz hell, zuweilen völlig unsichtbar; es bleibt auch unsichtbar bei Änderung der Tiefeneinstellung des Mikroskops, ein Zeichen, daß es nicht durch Abwanderung der Teilchen aus dem Gesichtsfeld unsichtbar geworden ist. Die ganze Erscheinung tritt nur auf, wenn man mit nahezu parallelem Licht bestrahlt.

Die eben beschriebene Erscheinung erfährt ihre völlige Aufklärung mit Hilfe der Abbéschen Theorie der Abbildung von nicht selbstleuchtenden Körpern. Sie läßt sich sehr leicht an zwei

1) N. Andrejev, Compt. Rend., Leningrad **1**, 62, 1934. Ref. in Phys. Ber. **15**, 939, 1934; E. Lau und J. Johannesson, Physik. Zeitschr. **35**, 1013, 1934; J. Obrist, Physik. Zeitschr. **36**, 343, 1935; J. Schintlmeister, Physik. Zeitschr. **36**, 345, 1935.

Spalten demonstrieren, die man mit einem Mikroskop hinreichend kleiner Apertur betrachtet, welches etwa zwischen Objektiv und Okular eine spaltförmige Blende parallel dem abzubildenden Doppelspalt enthält. Allgemein gilt (Fig. 1): Liegt in der Ebene OO das mit parallelem Licht bestrahlte Objekt AB, so kann die Lichtwirkung in irgendeiner Ebene PP eindeutig aus der Lichtverteilung in einer Zwischenfläche, z. B. der Blendenebene $BlBl$ bestimmt werden; oder anders ausgedrückt: Man hat die Lichtverteilung zu ermitteln, die das von einem Punkt A des Objektes kommende Strahlenbündel $A\,a_1\,a_1\,a_2\,a_2$

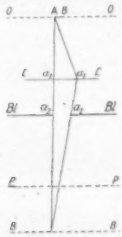


Fig. 1.

durch Beugung an der Blende Bl in der Ebene PP hervorruft. Die Summe aller Beugungsfiguren, die von den einzelnen Punkten des Objektes herrühren, liefert die gesuchte Lichtverteilung in PP. Diese Summation fällt verschieden aus, je nachdem das Objekt selbstleuchtend oder nicht selbstleuchtend ist. Während im ersteren Falle die einzelnen Elementarbüschel des gesamten von A kommenden und zur Abbildung beitragenden Bündels $A\,a_1\,a_1\,a_2\,a_2$ gleiche Strahlungsdichte besitzen (bzw. die Strahlungsdichte verteilt sich nach dem Cos-Gesetz), befinden sich bei nicht selbstleuchtenden Objekten infolge der Beugung am Objekt innerhalb $A\,a_1\,a_1\,a_2\,a_2$ Maxima und Minima der Intensität. Es gilt nun der Satz, daß die Beugungserscheinung in der zu OO inbezug auf die Abbildungslinse L konjugierten Bildebene BB vom Typus der Fraunhoferschen Beugungserscheinung ist. Wir wählen speziell als konjugiertes Ebenenpaar die gegenstandseitige Brennebene F_1F_1 der Abbildungslinse L_1 und die bildseitige unendlich ferne Ebene bzw. die bildseitige Brennebene $F_2'F_2'$ einer zweiten Linse L_2 (Fig. 2), weil dann die Konstruktion des Strahlengangs besonders einfach wird.

In der Brennebene F_1F_1 der Linse L_1L_1 sollen sich zwei Spalte A und B befinden. Bei senkrechtem Lichteinfall mögen $A\alpha_0$ und $A\alpha_1$ die Richtungen der Maxima nullter und erster Ordnung der Beugungsfigur des Doppelspaltes darstellen. In der Zeichnung ist nun die spaltförmig gedachte Blende Bl, die für den Fall, daß AB in der Brennebene F_1F_1 liegt, zugleich Aperturblende ist, so klein gewählt, daß das die Abbildung vermittelnde Lichtbündel $A\,a_1\,a_1\,a_2\,a_2$ nur

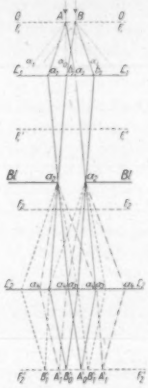


Fig. 2.

das Maximum nullter Ordnung enthält. In diesem Falle erstreckt sich die Beugungserscheinung an der Blende über so große Bereiche, daß die beiden Spalte A und B in der Brennebene der Linse L_2 nicht mehr getrennt erscheinen. Dies sieht man leicht folgendermaßen ein (Fig. 3). Die Blende

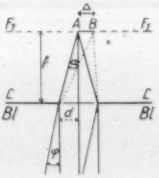


Fig. 3.

befinde sich in der Ebene der Linse L_1, ihre Breite sei $2\,d$. Das erste Minimum der Beugungsfigur der Blende liegt dann bei

$$\sin\varphi = \frac{\lambda}{2\,d} \cong \varphi\,, \qquad (1)$$

da φ klein ist.

Die in der Richtung φ verlaufenden Strahlen scheinen von einem Punkte B zu kommen, dessen Entfernung a von A

$$a = f \cdot \operatorname{tg}\varphi \cong f \cdot \varphi = f\,\frac{\lambda}{2\,d}\,, \qquad (2)$$

ist, wenn man (1) berücksichtigt. Enthält andererseits das den Punkt A abbildende Strahlenbündel nur das Maximum nullter Ordnung der Beugungsfigur unseres Doppelspaltes, so ist die Öffnung dieses Bündels höchstens

$$\sin\alpha = \frac{\lambda}{2\Delta},$$

wo Δ der Abstand der beiden Spalte ist und α die Richtung des ersten Minimums angibt. Bei kleiner Apertur, wie es bei uns der Fall ist, ist

$$\sin\alpha \approx \operatorname{tg}\alpha = \frac{d}{f} = \frac{\lambda}{2\Delta},$$

daraus folgt für a

$$a = \frac{f}{d}\cdot\frac{\lambda}{2} = \frac{2\Delta}{\lambda}\cdot\frac{\lambda}{2} = \Delta.$$

Bei großer Apertur leitet man dieses Ergebnis mit Hilfe der Sinusbedingung ab.

Das Bündel $a_2a_2a_3a_3A_0'$ (Fig. 2) stellt das Beugungsmaximum nullter Orduung der Beugungsfigur der Blende dar; die beiden Bündel $a_2a_2a_4a_4A_1'$ die Maxima erster Ordnung. In der Zeichnung ist die Entfernung der Spalte gerade so gewählt, daß das Maximum nullter Ordnung B_0' des von B ausgehenden Bündels in das erste Minimum der zu A gehörenden Beugungsfigur fällt. Die Lichtverteilung ist in

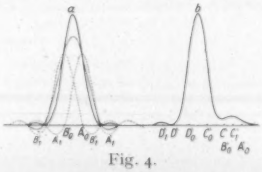


Fig. 4.

Fig. 4a dargestellt. Die gestrichelten Kurven stellen die Amplitudenkurven der Lichtverteilung dar, welche die beiden von A und B kommenden Strahlenbündel in $F_2'F_2'$ erzeugen. Die schwach ausgezogene Kurve ist die resultierende Amplitudenkurve und die stark ausgezogene Kurve die resultierende Intensitätskurve. Man sieht an Stelle von zwei Spalten ein breites Band mit Beugungsfransen. Man übersieht ohne weiteres, daß bei kontinuierlicher Änderung des Einfallswinkels des die Spalte beleuchtenden parallelen Lichtbündels der Fall eintreten muß, wo die Spalte nahezu unsichtbar werden; dann nämlich, wenn das Bündel $A\,a_1a_1a_2a_2$ nur ein Minimum der Beugungsfigur des Doppelspaltes enthält. Dieser Fall ist in Fig. 5 gezeichnet. A und B mögen die beiden Spalte darstellen. $A\,a_0a_0$ bzw. $B\,b_0b_0$ ist die Richtung des Maximums nullter Ordnung, $A\,a_1a_1$ bzw. $B\,b_1b_1$ diejenige des Maximums erster Ordnung der Beugungsfigur des Doppelspaltes. Strahlen dieser und benachbarter Richtungen werden von der Blende abgeblendet. Der Hauptstrahl $Aa'a''a'''A_0'$ des die Abbildung vermittelnden Strahlenbündels liegt im ersten Minimum der Beugungsfigur des Doppelspaltes. Die Spalte sind praktisch unsichtbar. Man erkennt leicht, daß dieser Fall nur eintreten kann, wenn die Spalte mindestens so eng beieinander liegen, daß sie innerhalb der Auflösungsgrenze des optischen Systems liegen. Würden die Spalte noch getrennt erscheinen, so wäre bekanntlich notwendig, daß immer mindestens zwei Intensitätsmaxima der Beugungsfigur der beiden Spalte in dem Strahlenbündel enthalten sind, welches die Abbildung besorgt.

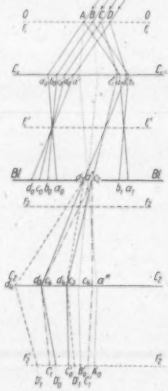


Fig. 5.

Damit erklärt sich die oben beschriebene Beobachtung im Mikroskop. Zwei Teilchen können unsichtbar werden, wenn sie mindestens so nahe beisammen sind, daß sie ein gemeinsames Beugungsscheibchen bilden. Sie erscheinen dann farbig, weil das Strahlenbündel, welches die Abbildung besorgt, immer nur von einem gewissen Teil des Spektrums Beugungsmaxima enthalten kann. Helligkeits- und Farbänderungen eines solchen Beugungsscheibchens erfolgen bei gegebenem, genügend großem Einfallswinkel des Lichtes bei geringer Verschiebung der beiden Teilchen gegeneinander, so daß in das abbildende Strahlenbündel bald nur ein Maximum, bald nur ein Minimum der Beugungsfigur der beiden Teilchen fällt. Es ist klar, daß bei senkrechtem Lichteinfall die Erscheinung nicht eintreten kann, weil dann ja immer nur das Maximum nullter Ordnung in das Mikroskop gelangt.

Ehe wir uns der mit unbewaffnetem Auge beobachteten Erscheinung zuwenden, nehmen wir in Fig. 5 an, zwischen den beiden gerade nicht mehr getrennt erscheinenden Punkten C und D mögen sehr viele Spalte im gleichen Abstand liegen. Die Gitterkonstante sei so groß, daß das Maximum erster Ordnung in die Richtung $C c_1 c_2$ bzw. $D d_1 d_2$ falle. Dann enthalten die den Punkt C bzw. D bzw. alle dazwischen liegenden Punkte abbildenden Bündel gerade das erste Maximum der Beugungsfigur des Gitters CD. In der Figur sind nur zwei Strahlen $C c_1 c_2 c_3 C_0'$ und $D d_1 d_2 d_3 D_0'$ eingetragen. $c_2 c_4 C_1'$ und $d_2 d_4 D_1'$ sind die ersten seitlichen Maxima der von der Blende Bl herrührenden Beugungsfigur. Das ganze Gitter CD erscheint in einheitlicher Farbe mit nach den Rändern abnehmender Intensität. Die Lichterscheinung ist praktisch auf das Gebiet zwischen C' und D' beschränkt (s. Fig. 4b). Stellt AB ein anderes Gitter dar, mit einer solchen Gitterkonstanten, daß das Maximum erster Ordnung in die Richtung $A a_1 a_1$ bzw. $B b_1 b_1$ fällt[1]), so erscheint die ganze Fläche $A_0 B_0$ mit minimaler Helligkeit. Fig. 4b stellt die Intensitätsverteilung in der Bildebene dar. Besteht nun die ganze Objektebene aus solchen Elementargittern, die innerhalb eines Gebietes, das vom optischen System gerade nicht mehr aufgelöst wird, konstante Gitterkonstante haben, so würde das Bild dieses Objektes aus verschiedenfarbigen und verschieden hellen Flächenelementen bestehen. Zur Bestimmung von Farbe und Helligkeit eines bestimmten Flächenelementes genügt es praktisch, nur die Beugungsfigur zu bestimmen, die von dem ihm zugeordnetem Elementargitter allein herrührt[2]). Die benachbarten Elemente tragen nur wenig zur Helligkeit bei. Je kleiner die Apertur des abbildenden Systems ist, um so größer sind die Flächenelemente. Ähnlich liegen nun die Verhältnisse bei der Beobachtung der Brownschen Bewegung mit unbewaffnetem Auge. Infolge der kleinen Apertur des Auges sind die erwähnten Flächenelemente verhältnismäßig groß. Nehmen wir den Pupillendurchmesser zu 0,4 cm, die Wellenlänge zu $5{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm an, so betragen die linearen Dimensionen der Flächenelemente etwa $8 \cdot 10^{-3}$ cm bei Beobachtung in deutlicher Sehweite. In einem solchen Element befinden sich bei einem Präparat mit großer Teilchenkonzentration schon viele Teilchen. Diese bilden ein Elementargitter in obigem Sinne (und zwar ein Flächengitter) aber mit unregelmäßiger Gitterkonstante. Ein solches Gitter liefert bei bestimmter Teilchenkonstellation, also in einem bestimmten Zeitmoment ein bestimmtes Beugungsspektrum, welches infolge der endlichen Teilchenzahl noch Maxima und Minima aufweisen wird[1]). Farbe und Helligkeit dieses Gitters werden davon abhängen, welcher Teil des Beugungsspektrums ins Auge gelangt. Infolge der Brownschen Bewegung ändert sich nun dauernd die Konstellation der Teilchen und damit das Beugungsspektrum, so daß das Strahlenbündel, welches von einem bestimmten Punkt des betrachteten Flächenelementes ins Auge gelangt, aus Elementarbündeln besteht, deren Intensität und Farbe zeitlich nacheinander sich ändert. Da einerseits die Konstellation der Teilchen sich in den verschiedenen Flächenelementen unabhängig voneinander ändert, andererseits, wie wir oben sahen, Helligkeit und Farbe der verschiedenen Flächenelemente nahezu unabhängig voneinander sind, so kommt eine unregelmäßige scheinbare Bewegung zustande, deren „freie Weglänge" von der Größenordnung der Auflösungsgrenze des Auges ist. Bei Beobachtung mit der Lupe ist wegen des gesteigerten Auflösungsvermögens die „freie Weglänge" der Bewegung kleiner. Es ist evident, daß die Erscheinung nur bei Beobachtung mit parallelem Licht auftreten kann und daß sie im direkten Licht verschwinden muß. Ferner kann sie nicht mehr auftreten, wenn der mittlere Abstand der Teilchen größer als die Auflösungsgrenze des Auges geworden ist.

1) Das Beugungsspektrum eines Objektes, das aus zwei oder mehreren nebeneinanderliegenden Gittern verschiedener Gitterkonstanten besteht, setzt sich zwar nicht einfach additiv aus den Spektren der einzelnen Gitter zusammen. Es ergibt sich jedoch, wie leicht einzusehen ist, ein wesentlicher Unterschied nur hinsichtlich der für uns unwichtigen Nebenmaxima und Nullstellen, so daß wir das Beugungsspektrum eines Gitters unabhängig von den anderen ermitteln können.

2) Dies ist freilich nur angenähert richtig, denn die Beugungsfigur, welche von einem bestimmten Elementargitter der Objektebene in der Bildebene zustande kommt, erstreckt sich ja auch noch auf die benachbarten Flächenelemente. Doch können wir hier, wo es sich lediglich um qualitative Betrachtungen handelt, davon absehen.

1) E. Buchwald hat das mittlere Schwankungsquadrat der Intensität des Beugungsspektrums berechnet von einem Gitter, dessen Striche eine Wärmebewegung ausführen. Physik. Zeitschr. **26**, 672, 1925.

München, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen am 1. August 1935.)

Ein transportables Quadrantelektrometer.

Von Josef Frank.

Es wird ein Instrument beschrieben, das in seinem wesentlichen Aufbau, seinen Schaltungsmöglichkeiten sowie der objektiven Ablesung nach den Quadrantelektrometern, seinen Eigenschaften und Verwendungsmöglichkeiten nach aber den Saitenelektrometern zuzurechnen ist.

Im folgenden soll ein Elektrometer beschrieben werden, das im Prinzip so gebaut ist und so geschaltet werden kann wie das Quadrantelektrometer, in seinen hauptsächlichen Eigenschaften sich aber verhält wie ein Einfadenelektrometer. Das Instrument ist vor Jahren schon in unserem Institut entwickelt worden und hat seither bei den verschiedensten Anwendungen die besten Dienste geleistet. Wir haben es zu allen vorkommenden Ionisationsbestimmungen benutzt, sowohl beim Messen und Kontrollieren von Radium- und Emanationspräparaten, als auch zu den verschiedensten Messungen über Röntgenstrahlen, hier unter anderm in der Konstruktion eines besonders bequemen und empfindlichen Gerätes, dem „Röntgenmeter", zum direkten Anzeigen von sehr schwacher Raumstrahlung in der Nähe von Röntgenröhren[1]). In Verbindung mit Photozellen wird bei uns ausschließlich noch dieses Elektrometer benutzt, weil es gegenüber den sonst verwendeten Saiteninstrumenten merkliche Vorteile bietet. Unter anderm haben wir es mit bestem Erfolg in das Koch-Goossche Photometer eingebaut und damit größere Erschütterungsfreiheit, größere Helligkeit der Aufzeichnung, somit wesentlich schneliere Photometrierung bei gleichzeitiger Verwendung unempfindlicheren Photomaterials, z. B. Papier statt Platten, Aufzeichnung der Kurven schwarz auf weiß anstatt umgekehrt und damit die Möglichkeit, mehrere davon auf eine Platte zu bringen, erreicht. Eine Photometrierung, die bisher zehn Minuten in Anspruch nahm, wird jetzt in einer gemacht.

Konstruktion und Aufbau des Elektrometers sind denkbar einfach. Kreisförmige Grund- und Deckplatten, durch zwei Säulen auseinandergehalten, tragen Bernsteindurchführungen für Quadranten und Nadel. Die „Quadranten" sind einfache Stäbe, also Drahtstücke, von einigen Zentimeter Länge, die, von oben gesehen, in einem Quadrat um das Meßsystem herum angeordnet sind (Fig. 1b); dieses selbst ist eine lange schmale Aluminiumfolie, deren Längsachse mit der Aufhängung zusammenfällt (Fig. 1a) und in die ein Spiegel eingebaut ist. Die Folie ist oben und unten befestigt, hier mit Hilfe eines Platindrahtes, dort mit Hilfe eines dünnen Kokonfadens. Die Aufhängung wird durch eine Blattfeder gespannt gehalten, so daß sie in keiner Lage eine merkliche Durchbiegung erleidet. Die Folie ist möglichst symmetrisch aufgehängt, so daß Neigungen des ganzen Instrumentes ohne nennenswerten Einfluß auf den Ausschlag sind und daß Erschütterungen der Unterlage sich nicht auf das System weiterpflanzen. Über das Ganze wird ein mit Ablesefenster versehener Messingzylinder gestülpt. Grund- und Deckplatten sind gleichgroß, das ganze Instrument kann auf seinem Untergestell ohne weiteres um 180° umgekippt werden, wie es die jeweilige Verwendung praktisch erscheinen läßt. In der einen Platte sind die Zuführungen zu den Quadranten, in der andern ist diejenige zur Nadel.

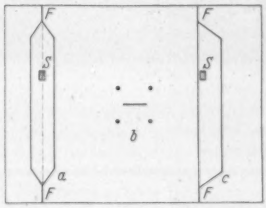


Fig. 1. a) das Meßsystem von vorn gesehen. FF = die Aufhängung. S = der Spiegel in der Aluminiumfolie eingeklebt. b) Quadranten und Meßsystem von oben gesehen. c) das Meßsystem bei dem variierten Duantenelektrometer.

Das Meßsystem, also die Aluminiumfolie, hat eine Länge von etwa 4 cm, eine Breite von 6 bis 7 mm, ihre Dicke ist 3 μ, genug, um das Blatt für die an ihm angreifenden Kräfte starr zu machen. Der elektrostatisch gut abgeschirmte Spiegel hat bei einer Dicke von 0,1 mm eine Ausdehnung von etwa 3 mal 5 mm. Das Gewicht des ganzen Systems beträgt etwa 3 mg. Die Quadranten sind ungefähr 1 mm dick und stehen in einem diagonalen Abstand von etwa 10 mm, je nach Bedarf. Von diesem Abstande hängt nämlich die für eine bestimmte Empfindlichkeit notwendige Hilfsspannung sowie die gegenseitige Kapazität von System und Quadranten ab. Der Platindraht hat bei einer Länge von 5 cm einen Durchmesser von 10 μ, der Kokonfaden ist so dünn, daß seine Direktionskraft nur wenige Prozente derjenigen des Platindrahtes ist, so daß seine sonst lästige elastische Nachwirkung keine Rolle spielt.

Es läge nahe, ein Elektrometer nach diesem Prinzip zu konstruieren, das analog dem Duantenelektrometer gebaut ist (Fig. 1c). Diese Konstruktion böte die Möglichkeit, die Direktionskraft der

[1]) Strahlentherapie. **50**, 687, 1934.

Aufhängung und damit jede Materialeigenschaft weitgehend zu ersetzen durch die Schwerkraft, deren wirksame Komponente andererseits durch Neigen des Elektrometers um meßbare Winkel gegenüber der Vertikalen in weitesten Grenzen auf das Exakteste zu variieren. Der in sich genaue Meßbereich wäre damit außerordentlich groß. Aber die Konstruktion hat den Nachteil, daß sie sehr empfindlich gegen Erschütterungen ist.

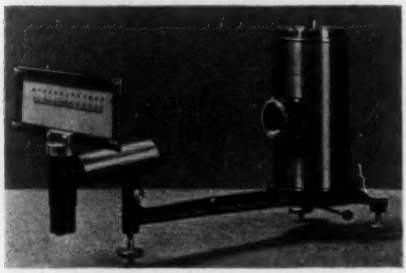


Fig. 2 zeigt das Instrument mit der am Gestell befestigten Beleuchtung und Skala.

In Fig. 2 ist in Abhängigkeit von der Hilfsspannung die Empfindlichkeit dargestellt. Sie wächst anfangs mit jener proportional, um bei höheren Werten schneller anzusteigen und schließlich unendlich zu werden. Wie weit man sich bei einer Messung diesem Labilitätspunkt nähern kann, hängt davon ab, wie gut die Ausschaltung störender Nebeneinflüsse, z. B. Schwankungen der Hilfsspannung, bei der bebetreffenden Versuchsanordnung gelingt. Da die Kapazität Nadel–Quadrant mit dem Ausschlage wächst, ist beim Labilitätspunkt für Spannungen die Ladungsempfindlichkeit noch endlich. Der Ausschlag ist natürlich nur in erster Näherung der zu messenden Spannung proportional,

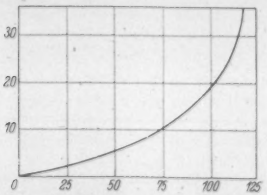


Fig. 3. Empfindlichkeit in Abhängigkeit von der Hilfsspannung.

wo aber eine lineare Skala von besonderer Wichtigkeit ist, kann sie für bestimmte Skalenbereiche durch passende Verschiebung der Quadranten beliebig nahe erreicht werden.

Wegen des großen Durchgriffs zwischen den Quadranten ist die Wahl des Gehäusepotentials von großem Einfluß auf den Ausschlag, doch treten Störungen durch elektrische Felder außerhalb des Gehäuses durch das Beobachtungsfenster hindurch auch in Extremfällen nicht auf. Die Kapazität des Elektrometers ist derjenigen der Saiteninstrumente vergleichbar. Die Schwingungsdauer hängt etwas von der Empfindlichkeit ab, sie ist in der Größenordnung einer fünftel Sekunde. Das Dämpfungsverhältnis ist 2 bis 3, so daß für visuelle Beobachtungen keine Beeinträchtigung der Ablesegeschwindigkeit gegenüber dem Fadenelektrometer eintritt. Bei Registrierungen, z. B. beim Photometer, ist der Vorteil der schnelleren Einstellung des Fadenelektromteres im allgemeinen illusorisch, weil die geringe Projektionslichtstärke der Geschwindigkeit eine frühe Grenze setzt. Das beschriebene Instrument ist ebenso transportabel wie das Fadenelektrometer, d. h. es muß für den Transport weder arretiert noch nach der Aufstellung neu justiert werden.

Hamburg-Eppendorf, Allgemeines Röntgeninstitut des Universitätskrankenhauses.

(Eingegangen 15. Mai 1935.)

Eine neue Anordnung zur Messung von Polarisationsspannungen.

Von B. Groß.

Es wird eine Röhrenmethode zur Messung von Polarisationsspannungen in Flüssigkeiten beschrieben.

Die in Flüssigkeiten durch den Stromdurchgang hervorgerufenen Polarisationsspannungen kann man entweder indirekt aus der Stromspannungskurve ermitteln[1]) oder nach Stromunterbrechung direkt mit einem Voltmeter messen. Da die EMK der Polarisation nach Unterbrechung der Elektrolyse jedoch sehr rasch abnimmt, so ist es, wenn man nach dieser letzteren Methode arbeitet, notwendig, den Zeitraum zwischen der Unterbrechung des Stromes und der Messung der Polarisation möglichst kurz zu wählen. Dies erreicht man am besten dadurch, daß man den elektrolysierenden Strom oft und stets nur auf kürzeste Zeit unterbricht, und in diesen stromlosen Intervallen die Meßvorrichtung anschaltet. Die Umschaltung geschah dabei

1) M. Le Blanc, Zeitschr. f. phys. Chem. **8**, 299, 1891; **12**, 382, 1893.

bisher mit einem rotierenden Umschalter oder einem Stimmgabelunterbrecher[1]).

Wir geben im folgenden eine Anordnung an, bei der diese Umschaltung selbsttätig mittels einer Röhrenanordnung erfolgt. Der Vorteil der Methode besteht darin, daß – bei Verwendung eines Oszillators – die Schaltfrequenz sehr bequem und innerhalb der weitesten Grenzen veränderlich ist.

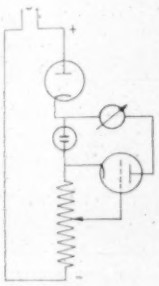


Fig. 1.

Das Prinzip der Anordnung gibt Fig. 1. Der polarisierende Strom ist nicht mehr ein kommutierter Gleichstrom, sondern – was offensichtlich gleichbedeutend ist – ein durch eine Röhre gleichgerichteter Wechselstrom (Halbwellengleichrichtung). Parallel zum Elektrolysiergefäß liegt das Meßinstrument. Um nun die Meßvorrichtung gerade während der Halbperioden, in denen ein primärer Strom fließt, abzuschalten, wird im Meßkreis in Serie mit dem Meßinstrument noch eine Röhre geschaltet; ihre Kathode ist mit der Kathode des Elektrolysiergefäßes verbunden und ihr Gitter wird durch den polarisierenden Strom selbst gesteuert. Und zwar wird es, solange ein solcher Strom fließt, auf einer stark negativen Spannung gehalten. Damit ist aber das Meßinstrument abgeschaltet. Um die notwendige negative Steuerspannung zu erhalten, befindet sich im primären Stromkreis, zwischen der Kathode des Elektrolysiergefäßes und der Stromquelle, noch ein hinreichend hoher Ohmscher Widerstand. Wird das Gitter der Röhre mit einem entsprechenden Punkt dieses Widerstandes verbunden, so macht jeder polarisierende Stromstoß das Gitter stark negativ und unterbricht damit die Verbindung zwischen dem Elektrolysiergefäß und der Meßvorrichtung.

Der von der Heizung der Röhren herrührende Ruhestrom in der Anordnung sollte so klein als möglich gehalten werden. Im primären Stromkreis läßt er sich völlig unterdrücken, indem man zur Gleichrichtung eine 3-Elektrodenröhre verwendet, deren Gitter man eine negative Spannung von einigen Volt gibt. Auch im Meßkreis wäre die völlige Ausschaltung des Ruhestroms durch Anwendung einer entsprechenden negativen Gitteryorspannung an sich möglich. Hierdurch würde aber in dem für die Messung in Betracht kommenden Anodenspannungsbereich von einigen Volt der innere Widerstand der Röhre viel zu hoch werden. Außerdem wäre es dann offensichtlich nicht möglich, nach einer Kompensationsmethode zu messen. Man wird daher hier eine solche Gitterspannung wählen, daß gerade noch ein geringer Ruhestrom fließt (10^{-6} bis 10^{-7} Amp.). Hierbei ist die Meßgenauigkeit ausreichend.

Man kann sowohl nach einer Ausschlags- wie nach einer Kompensationsmethode messen. Im ersteren Falle bestimmt man zunächst den Galvanometerausschlag, der sich nach Einschalten des polarisierenden Stromes einstellt, ersetzt dann das Elektrolysiergefäß durch einen rein Ohmschen Widerstand von genau demselben Wert und bringt mittels einer Potentiometeranordnung diesen selben Ausschlag hervor. Um den dem Zersetzungsgefäß äquivalenten Ohmschen Widerstand einzustellen, genügt es meist, dieses durch einen veränderlichen Widerstand zu ersetzen, den man dann so lange variiert, bis im Primärkreis derselbe Strom wie vorher fließt.

Bei der Kompensationsmethode muß zunächst, bei Einschaltung des Vergleichswiderstandes, der o-Punkt bestimmt werden. Dann wird das Zersetzungsgefäß eingeschaltet und der mit ihm erhaltene Galvanometerausschlag auf den vorigen reduziert.

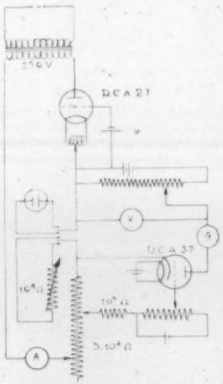


Fig. 2.

Fig. 2 gibt die endgültige Anordnung.

Rio de Janeiro, Instituto Nacional de Technologia.

(Eingegangen 13. Juni 1935.)

1) M. Le Blanc, Zeitschr. f. phys. Chem. 5, 476, 1890.

Über einen photographischen Entwicklungseffekt.

Von P. Odilo Hofmann.

Mit Tafel XVII.

Bei Versuchen über das Schwarzschildgesetz zeigte sich ein auffallender Entwicklungseffekt, der noch nicht bekannt zu sein scheint, aber gelegentlich zu Störungen Anlaß geben könnte.

Von zwei Aufnahmen auf einer Platte wurde die erste Schwärzung $S_{(1)}$ erzeugt bei sehr langer Belichtung t und geringer Intensität I; eine zweite $S_{(2)}$ bei kurzer Belichtung t, aber entsprechend größerer Intensität I. I und t waren bei den beiden Aufnahmen so abgestimmt, daß nach beendigter normaler Entwicklung $S_{(1)}$ und $S_{(2)}$ einander gleich wurden.

Bei etwa 100 Platten mit etwa 600 Aufnahmen konnte folgende interessante Gesetzmäßigkeit beobachtet werden: Bei der Entwicklung kommt immer zuerst die durch längere Belichtung erzeugte $S_{(1)}$ zum Vorschein; wenn diese schon ziemlich kräftig entwickelt ist, — vor allem bei sehr langer Belichtung von (1) gegenüber (2) — zeigen sich die ersten Spuren von $S_{(2)}$. Erst gegen Ende der normalen Entwicklungszeit wird $S_{(2)}$ gleich $S_{(1)}$.

Erklärungen zur Fig. 1.

Platten Nr.	Oberes Feld	Unteres Feld	Entwicklungszeit
1	$I=1$; $t=6000$ sec	$I=100$; $t=12$ sec	70 sec
2	$I=1$; $t=6000$ sec	$I=100$; $t=12$ sec	90 sec
3	$I=1$; $t=6000$ sec	$I=100$; $t=12$ sec	130 sec
5	$I=1$; $t=6000$ sec	$I=100$; $t=12$ sec	270 sec
7	$I=1$; $t=6000$ sec	$I=100$; $t=12$ sec	480 sec

Die reproduzierten Aufnahmen zeigen fünf Platten aus einer Serie, deren Schwärzungen durch die Intensitäten $I_1=1$ in $t_1=6000$ sec, bzw. $I_2=100$ in $t_2=12$ sec hervorgerufen waren.

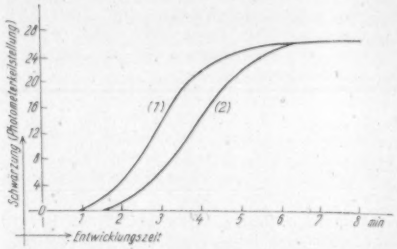


Fig. 2. Schwärzung in Abhängigkeit von der Entwicklungsdauer. Kurve (1) geringe Intensität und lange Belichtung, Kurve (2) große Intensität und kurze Belichtung.

Die Entwicklungszeiten waren 70, 90, 130, 270, 480 sec. Als Entwickler wurde benutzt Metolhydrochinon in einer Konzentration von 1:5 bei $t=18°$ C.; für jede Platte wurde der Entwickler erneuert. Zusammengestellt ergeben die Beobachtungen die Kurven 1 und 2. Der Effekt bleibt ungeändert, wenn die Belichtung der Platten von der Glasseite her erfolgt; er wird noch auffälliger, wenn man die Endschwärzung $S_{(2)}$ größer als $S_{(1)}$ wählt; dann ist am Anfang der Entwicklung $S_{(1)} > S_{(2)}$, am Schluß $S_{(2)} > S_{(1)}$.

Physikalisches Institut der Universität Würzburg.

(Eingegangen am 6. August 1935.)

NACHRICHTEN.

Ernannt: Der nichtbeamtete a. o. Professor der Physik an der Universität Bonn Dr. Leonhard Grebe zum planmäßigen a. o. Professor ebenda, der ord. Professor für medizinische Chemie an der Königl. ungar. Franz-Josephs-Universität in Szeged Dr. Albert Szent-Györgyi, zuletzt in Budapest, zum ord. Professor für organische Chemie und Leiter des 1. Chemischen Instituts an derselben Universität (als Nachfolger von Professor Tiburtius Szeki), der ord. Professor der Mathematik an der Universität Kiel Dr. Theodor Kaluza in gleicher Eigenschaft an der Universität Göttingen, der Dozent der Meteorologie und Graphik an der Universität Frankfurt a. M. Dr. Ratje Mügge zum a. o. Professor ebenda, der a. o. Professor an der Universität Tübingen Dr. Karl Fischbeck zum ord. Professor der physikalischen Chemie an der Universität Heidelberg.

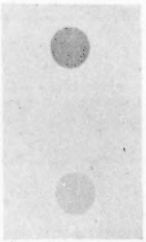
In den Ruhestand: Der planmäßige a. o. Professor der Physik an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Maximilian Toepler, der ord. Professor der Mathematik an der Universität Wien Hofrat Dr. Wilhelm Wirtinger, der ord. Professor der chemischen Technologie an der Technischen Hochschule Breslau Dr. Bernhard Neumann, der ord. Professor für Mathematik an der Universität Königsberg Dr. Gabriel Szegö.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Physik an der Yale University in New Haven Dr. Edward Salisbury Dane.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
DA.: 1400. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.

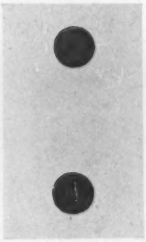
Platte 1.

Platte 2.



Platte 3.

Platte 5.



Platte 7.

Fig. 1 (Erklärung s. Text.)